

UNIVERSITÄT DER BUNDESWEHR MÜNCHEN

Fakultät für Elektrotechnik

Experimentelle Untersuchungen und
Numerische Simulation der Geometrie
technischer Strömungsdrosseln für „Common
Rail“-Direkteinspritzsysteme

Martin Unger

Vorsitzender des Prüfungsausschusses: Prof. Dr.-Ing. U. Barabas
1. Berichterstatter: Prof. Dr. rer. nat. I. Eisele
2. Berichterstatter: Prof. Dr. rer. nat. H. Baumgärtner
3. Berichterstatter: Prof. Dr. rer. nat. H. Meixner

Tag der Prüfung: 13.02.2001

Mit der Promotion erlangter akademischer Grad:

Doktor-Ingenieur
(Dr.-Ing.)

Neubiberg, den 17.03.2001

20021122141

REPORT DOCUMENTATION PAGE

Form Approved OMB No. 0704-0188

Public reporting burden for this collection of information is estimated to average 1 hour per response, including the time for reviewing instructions, searching existing data sources, gathering and maintaining the data needed, and completing and reviewing the collection of information. Send comments regarding this burden estimate or any other aspect of this collection of information, including suggestions for reducing this burden to Washington Headquarters Services, Directorate for Information Operations and Reports, 1215 Jefferson Davis Highway, Suite 1204, Arlington, VA 22202-4302, and to the Office of Management and Budget, Paperwork Reduction Project (0704-0188), Washington, DC 20503.

1. AGENCY USE ONLY (Leave blank)	2. REPORT DATE	3. REPORT TYPE AND DATES COVERED	
	2001	Dissertation	
4. TITLE AND SUBTITLE			5. FUNDING NUMBERS
Experimentelle Untersuchungen und Numerische Simulation der Geometrie technischer Stroemungsdrosseln fuer "Common Rail"-Direkteinspritzsysteme Experimental Examinations and Numerical Simulation of the Geometry of Technical Flow Throttles for "Common Rail" Direct Injection Engine Systems			
6. AUTHOR(S)			
Martin Unger			
7. PERFORMING ORGANIZATION NAME(S) AND ADDRESS(ES)			8. PERFORMING ORGANIZATION Report Number REPORT NUMBER
Fakultaet fuer Elektrotechnik, Universitaet der Bundeswehr Muenchen			
9. SPONSORING/MONITORING AGENCY NAME(S) AND ADDRESS(ES)			10. SPONSORING/MONITORING AGENCY REPORT NUMBER
11. SUPPLEMENTARY NOTES			
Text in German. Title and abstract in German and English, 155 pages.			
12a. DISTRIBUTION/AVAILABILITY STATEMENT		12b. DISTRIBUTION CODE	
Distribution A: Public Release.			
ABSTRACT (Maximum 200 words)			
This dissertation concerns itself with direct injection engine systems and, more specifically, with the examination of technical flow throttles, which are set into an injector in order to control the switch procedure. An optimization with regard to the switch process and efficiency is targeted, so that a particular profile of the throttles might be attained. As far as the throttle profile is concerned, modifications included relate to the diameter and length, a possible conical form of the throttle canal as well as a touching, to some degree, a rounding of the inlet and outlet edges of the throttle. The parameters employed subsequently succeed in simulations with various models, such as with oil, and then with water.			
14. SUBJECT TERMS			15. NUMBER OF PAGES
German, UNIBW, Direct injection engines, Switch procedure, "Common Rail" DIE systems			
			16. PRICE CODE
17. SECURITY CLASSIFICATION OF REPORT	18. SECURITY CLASSIFICATION OF THIS PAGE	19. SECURITY CLASSIFICATION OF ABSTRACT	20. LIMITATION OF ABSTRACT
UNCLASSIFIED	UNCLASSIFIED	UNCLASSIFIED	UNLIMITED

UNIVERSITÄT DER BUNDESWEHR MÜNCHEN
Fakultät für Elektrotechnik

Experimentelle Untersuchungen und
Numerische Simulation der Geometrie
technischer Strömungsdrosseln für
„Common Rail“-Direkteinspritzsysteme

Martin Unger

Vorsitzender des Prüfungsausschusses: Prof. Dr.-Ing. U. Barabas
1. Berichterstatter: Prof. Dr. rer. nat. I. Eisele
2. Berichterstatter: Prof. Dr. rer. nat. H. Baumgärtner
3. Berichterstatter: Prof. Dr. rer. nat. H. Meixner

Tag der Prüfung: 13.02.2001

Mit der Promotion erlangter akademischer Grad:

Doktor-Ingenieur
(Dr.-Ing.)

Neubiberg, den 17.03.2001

AQ F03-02-0411

**Reproduced From
Best Available Copy**

**Copies Furnished to DTIC
Reproduced From
Bound Originals**

Zusammenfassung

Der Unternehmensbereich Automobiltechnik der Siemens AG betreibt zur Zeit die Serienentwicklung eines „Common Rail“-Diesel-Hochdruck-Direkteinspritzsystems. Zum besseren Verständnis aller physikalischen Vorgänge dieses Injektors während eines Schaltvorganges bedient man sich aufwendiger Rechenverfahren, mit denen elektro-nische, mechanische und fluiddynamische Abläufe simuliert werden. Dabei ist es nicht möglich, alle Komponenten sowie ihre Kopplungen in eine einzige Simulation zu integrieren, da die genaue Berechnung der verschiedenen Anteile unterschiedliche, spezialisierte numerische Verfahren erfordert. Um trotzdem einen Schaltvorgang simu-lieren zu können, ist es zulässig, sich auf ein dynamisches Finite-Elemente-Modell, basierend auf dem FE-Programm ANSYS/Flotran, zu stützen, bei dem die Wechsel-wirkung zwischen Struktur- und Fluiddynamik durch geeignete Differentialgleichungen eingebracht wird. Voraussetzung dafür ist, dass sich die komplexen Strömungsvorgänge auf wenige Zustandsgleichungen zurückführen lassen und dass die Kennlinien hydrau-lischer Schaltungselemente mit hinreichender Genauigkeit bekannt sind.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Untersuchung technischer Strömungsdrosseln, die im Injektor eingesetzt werden, um den servo-gesteuerten Schaltvorgang zu kontrollieren. Dabei ist eine Optimierung hinsichtlich des Schaltverhaltens und der Effizienz angestrebt, die durch eine besondere Profilierung der Drosseln erreicht werden kann.

Zu diesem Zweck wurden Parameterstudien durchgeführt, die die Einflüsse verschie-dener Variationen der Drosselgeometrie untersuchen. In Frage kommende Drosselprofile betreffen die Modifikationen bezüglich des Durchmessers und der Länge, eine mögliche Konizität des Drosselkanals sowie eine Anfasung bzw. Verrundung der Einlass- und der Auslasskante der Drossel.

Die Parameterstudie erfolgte durch eine Simulation mit dem fluidmechanischen Modul ANSYS/Flotran. Das Ergebnis dieser Simulationsreihe führte jedoch hinsichtlich der Untersuchung des Einflusses einer Verrundung der Einlasskante zu einem physikalisch falschen Ergebnis. Der Grund hierfür lag zum einen in einer numerischen unstabilen Vernetzung, zum anderen zeigte das verwendete y^+ -Wandgesetz Schwächen bei der Umströmung der Drosselkanten, wobei keine optimale Netzaufteilung erreicht werden konnte.

Im folgenden wurde mittels unterschiedlicher Vernetzungsstrategien versucht, die nume-rische Stabilität des Programms zu erhöhen. Da keine zufriedenstellende Resultate erzielt wurden, war es erforderlich, auch andere Turbulenz-Modelle in die Simulation einzube-

ziehen. Das Modul ANSYS/Flotran verfügte allerdings nicht über eine Auswahl weiterer Modelle, so dass auf ein zweites kommerzielles Produkt, StarCD, zurückgegriffen wurde. Dabei stellten sich bei weitem bessere Ergebnisse ein, wenn statt des Standard- k - ϵ -Modells ein erweitertes Turbulenz-Modell wie das von der Theorie der Renormalisierungsgruppe abgeleitete RNG-Modell verwendet wurde. Auch mit dem „Multilayer“-Wandmodell ließen sich Geschwindigkeits- und Druckgradienten deutlich besser auflösen.

Zur Beurteilung von verschiedenen Vernetzungsstrategien und Turbulenz-Modellen war es auch notwendig, das genaue physikalische Strömungsverhalten zu kennen, das mittels mehrerer Experimentreihen untersucht wurde. Ein erstes Experiment mit einer vereinfachten Drosselgeometrie bei einem Druckbereich von 0 bar bis 10 bar sollte dazu dienen, die Fähigkeiten des Programms ANSYS/Flotran hinsichtlich der Drosselströmung zu bewerten. Es zeigte sich, dass die Strömungsgrößen bis auf einen absoluten Fehler von 10% berechnet werden konnten.

Die folgende Experimentreihe wurde mit zu den Injektor-Drosseln identischen Testdrosseln durchgeführt. Dabei wurde der Einfluss des Drosselprofils auf die Durchflussrate bei einer Druckdifferenz von 100 bar untersucht. Aufgrund der kleinen Drosseldimensionen war es nur schwer möglich, exakt definierte Profile aufzuprägen und ein eindeutiger Trend für den Einfluss bestimmter Profilvariationen war nicht immer auszumachen. Damit war die Notwendigkeit gegeben, diese Studie bei vergrößerten Drosseldimensionen zu wiederholen, wobei das Ähnlichkeitsgesetz der Fluidmechanik ausgenutzt wurde. Als Testfluid wurde nun entionisiertes Wasser verwendet und ein Druckunterschied von ca. 60 mbar war notwendig, um Bedingungen zu schaffen, die zu denen der vorangegangenen Experimente äquivalent waren. Durch die um den Faktor 10 vergrößerten Drosseldimensionen gelang es nun, exakte Geometrien zu profilieren und ein deutlicher Trend für die verschiedenen Drosselvariationen konnte gemessen werden.

Bei einer abschließenden Simulationsreihe mit dem Programm StarCD ließ sich der im Experiment erhaltene Trend gut reproduzieren. Damit wurde gezeigt, dass der Einfluss der Drosselgeometrie in der Simulation richtig berechnet werden kann. Trotzdem ließ sich der relative Fehler bei den Berechnungen nicht auf weniger als 10% reduzieren.

Die Auswirkungen der Drosselform auf die Durchflusscharakteristik kann für die betrachteten Injektordrosseln optimierend ausgenutzt werden. Für die Zulaufdrossel spricht eine großzügige Verrundung ($R_{\text{Verrundung}} > 50 \mu\text{m}$) der Einlasskante in Verbindung mit einer Fase. Für die Ablaufdrossel ist eine scharfe Einlasskante vorteilhafter, wobei der Drosselbeiwert durch ein Verrunden der Auslasskante exakt abgestimmt werden muss.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	1
Kapitel 1 Einleitung	7
1.1 Der Dieselinjektor	7
1.2 Drossel als Strömungswiderstand	10
Kapitel 2 Theorie	12
2.1 Theorie der unstetigen und stetigen Querschnittsverengung	12
2.1.1 Unstetige Rohrverengung (Stufendüse)	13
2.1.2 Unstetige Rohrerweiterung (Stufendiffusor)	14
2.2 Analytisch berechnete Durchflusswerte	15
2.3 Differentialgleichungen der Strömungsmechanik	19
2.4 Turbulenzmodelle	21
2.4.1 Standard- k - ϵ -Modell	23
2.4.2 Wandmodelle	27
2.5 Lösungsverfahren der Differentialgleichungen (FEM/FVM)	29
Kapitel 3 Simulation und Experimente mit einer vereinfachten Drosselgeometrie	31
3.1 Durchflussexperiment mit Öl bis zu einem Differenzdruck von 7 bar	31
3.1.1 Drosselgeometrie und Experimentaufbau	32
3.1.2 Ergebnisse	34
3.2 Simulation einer Drossel mit ANSYS/Flotran	35
3.2.1 Vernetzung und Parameter für die numerische Berechnung	36
3.2.2 Gültigkeitsprüfung der Simulation	39

3.2.3	Vergleich mit Experimenten	42
3.2.4	Einfluss der Vernetzung	43
3.2.5	Berechnung des Kavitationsumschlagpunktes	45
3.2.6	Vergleich mit einem 3-dimensionalen Modell	48
Kapitel 4	Parameterstudie für eine Variation der Drosselgeometrie	50
4.1	Berechnung des Einflusses von Geometrieparametern	51
4.1.1	Variation des Drosseldurchmessers	51
4.1.2	Variation der Drossellänge	52
4.1.3	Simultane Variation beider Verrundungsradien	53
4.1.4	Separate Variation der Verrundungsradien	54
4.1.5	Variation des Drosseldurchmessers am Einlass	56
4.1.6	Variation des Drosseldurchmessers am Auslass	57
4.1.7	Variation beider Drosseldurchmesser	58
4.1.8	Abhängigkeit der Drosselströmung vom Referenzdruck	59
Kapitel 5	Analyse von Vernetzungseinfluss und Konvergenzverhalten	62
5.1	Konvergenzverhalten	62
5.2	Netzauflösung an der Einlasskante	64
5.3	<i>k-e</i>-Modell in Verbindung mit dem y^+-Wandgesetz	69
5.4	Nichtlineares <i>k-e</i>-Modell in Verbindung mit dem y^+-Wandgesetz	76
5.5	„Multilayer“-Wandmodell	78
Kapitel 6	Experimente mit Öl bei 100 bar	80
6.1	Herstellung der Drosselplatten und experimenteller Aufbau	80
6.2	Ergebnisse und Diskussion	84
6.2.1	Messung von ein- und -auslassseitig unterschiedlich verrundeten Drosseln	84
6.2.2	Messung von acht sukzessive verrundeten Drosseln	85
6.2.3	Auswertung der Drosselgeometrie	89

Inhaltsverzeichnis	v
6.3 Zusammenfassung	92
Kapitel 7 Experimente mit Wasser bei 100 mbar	94
7.1 Ähnlichkeitsgesetz	95
7.1.1 Herleitung über die Navier-Stokesche Gleichung	95
7.1.2 Vergleich verschiedener Drosseldimensionierungen	96
7.2 Experimentelle Durchführung	99
7.2.1 Aufbau der Drossel-Messstrecke	99
7.2.2 Fertigung der Drosseln	119
7.3 Ergebnisse	122
7.3.1 Einfluss der Drossellänge	123
7.3.2 Einfluss des Drosseldurchmessers	124
7.3.3 Einfluss einer Konizität	127
7.3.4 Einfluss einer Fase an Ein- bzw. Auslasskante	130
7.3.5 Einfluss einer Verrundung an Ein- und Auslasskante	133
Kapitel 8 Verifizierung der Experimente durch eine StarCD-Simulation	138
8.1 Drosseldaten	138
8.2 Ergebnisse	138
Kapitel 9 Diskussion	144
9.1 Ergebnisse	144
9.2 Ausblicke	147
Literaturverzeichnis	150

Kapitel 1 Einleitung

1.1 Der Dieselinjektor

Die Technik der Dieseleinspritzung bei Verbrennungskraftmaschinen wird seit vielen Jahren erfolgreich eingesetzt. Die vielseitigen Verwendungsmöglichkeiten führen zu sehr unterschiedlichen Ausführungen von Dieselmotoren, die für die jeweiligen Anwendungsgebiete in ihrer Auslegung speziell an die Erfordernisse angepasst sind. Durch den hohen Wirkungsgrad hat sich das Diesel-Brennverfahren vor allem bei Nutzkraftmaschinen durchgesetzt. Insbesondere bei Nutzkraftfahrzeugen ist ein dieselbetriebenes Antriebsaggregat vorzufinden. Doch auch für den Einsatz im PKW ist ein Dieselmotor geeignet und der Anteil der neu zugelassenen Diesel-PKW nimmt kontinuierlich zu, was darin begründet ist, dass die Möglichkeiten dieses Antriebsverfahrens bisher noch nicht völlig ausgeschöpft waren. Deshalb versucht man auch heute noch, dieses Verfahren mit großem Forschungsaufwand zu perfektionieren. Dies betrifft vor allem die neuen Technologien der Direkteinspritzung. Diese neuen Möglichkeiten haben sich nur deshalb eröffnet, da die Weiterentwicklung hochempfindlicher Sensoren eine präzise Motorüberwachung und Motorsteuerung mit hoher Zeitauflösung erlauben.

Bei der Auslegung von Dieselmotoren für den PKW-Einsatz müssen verschiedene, teilweise konkurrierende Zielvorgaben einbezogen werden. Auf der einen Seite stehen die steigenden Erwartungen der Kunden, andererseits gilt es, gesetzliche Vorschriften und Normen zu erfüllen. Bei den Kunden steht an erster Stelle Fahrkomfort und Fahrvergnügen. Man verlangt von einem Motor Dynamik und Elastizität, indem er ein großes Drehmoment entwickelt und auch eine hohe Leistungsabgabe besitzt. Gerade bei Otto-Motoren ging der Trend in den letzten Jahren hin zu immer sportlicheren Motoren. Bei Dieselmotoren dagegen wurde diese fehlende Sportlichkeit als Mangel bewertet. Zugleich verlangt der Verbraucher auch ein besonders wirtschaftliches Energiekonzept, was einen Treibstoffverbrauch von weniger als 5 l/100 km bedeutet. Es muss aber auf eine wirtschaftliche Gesamtlösung geachtet werden, zu der auch die Anschaffungskosten, laufende Kosten, sowie Wartung und Instandhaltung zählen. Auch Langlebigkeit wird dabei vorausgesetzt. Das zunehmende Fahrzeuggewicht aufgrund der erhöhten Fahrgastsicherheit sowie die steigenden Preise für fossile Brennstoffe haben auf den Verbrauchs faktor erheblichen Einfluss.

Zu den Wünschen des Konsumenten kommen Richtlinien des Gesetzgebers hinzu, um sowohl die Schadstoffemission als auch die Lärmbelastung einzuschränken.

Ein wichtiges Thema war im Jahr 1997 die Weiterentwicklung der Pkw-Richtlinie für die Grenzwertstufen der Jahre 2000 und 2005 (EURO III und EURO IV). Dabei wurden niedrigere Grenzwerte für den Ausstoß von Schadstoffen festgelegt, die eine Senkung der Emissionen bei Neufahrzeugen auf durchschnittlich 15 Prozent der Werte aus dem Jahre 1990 vorsehen.

Diese Auflagen versucht man mit immer ausgefeilteren Techniken zu erfüllen. Dabei wird das Zusammenspiel von mehreren Motorkomponenten deutlich. Die „On-Board-Messung“ bzw. die „On-Board-Diagnose“ wertet die Effizienz der Verbrennung aus und gibt die Ergebnisse wieder an den Motor zurück, der sich mittels der zylinderselektiven Steuerung auf einen den Anforderungen entsprechenden Betrieb einstellt. Voraussetzung ist dabei, dass der Motor eine geregelte Gemischaufbereitung für jeden Zylinder getrennt durchführen kann.

Diesen Anforderungen ist man erst durch die Entwicklung des Speichereinspritzsystems „Common Rail“ nähergekommen. Es bietet eine viel größere Flexibilität zur Anpassung des Einspritzvorgangs als konventionelle Nockenwellen Systeme. Dabei sind Druckerzeugung und Einspritzung von einander entkoppelt und der Einspritzdruck ist nicht mehr von der Motordrehzahl abhängig. Die Einspritzmenge, der Zeitpunkt der Einspritzung und der Einspritzdruck werden von der Einspritzelektronik gesteuert [Rie]. Dieses „Common Rail“-System ist mittlerweile weit verbreitet und eine große Zahl der neuzugelassenen Diesel-PkW ist damit ausgestattet. Man verspricht sich bis zum Jahr 2005 einen Marktanteil von ca. 30%.

Die entscheidende Komponente der derzeit in Serie produzierten Injektoren ist der Solenoid. Dieser elektromagnetische Aktor schaltet das Einspritzventil innerhalb von Sekundenbruchteilen; die Schaltzeiten sind jedoch enge Grenzen gesetzt. Durch die hohe Induktivität, die jeder Solenoid besitzt, kann der Einschaltvorgang nicht in beliebig kurzer Zeit erfolgen. Die untere Schranke liegt bei etwa 0,4 ms [Kap].

Eine Verlaufsformung des Einschaltimpulses sowie eine gezielte Mehrfacheinspritzung sind dadurch nicht applikabel.

Eine Alternative zu elektromagnetischen Antrieben stellen Aktoren aus gesinterten Piezokeramiken dar. Durch eine Elongation bei Anlegen eines elektrischen Feldes erreicht man eine extrem große Kraftübertragung bei Schaltzeiten von ca. 50 µs für den gesamten Hub [Egg]. Bei der Siemens AG lag das notwendige Wissen über die Fertigung von speziellen Vielschichtaktoren vor, die für den Einsatz in einem Injektor geeignet sind. Da diese Aktoren nur über einen geringen Hub verfügen, bedarf es besonderer Auslegungen von Injektoren, die durch ihre Bauart als hydraulische Verstärker

bezeichnet werden können. Die optimale Abstimmung von elektrischen, mechanischen und auch hydraulischen Komponenten ist nur durch Einsatz modernster Entwicklungsmethoden umsetzbar. Dabei gewinnen rechenintensive Simulationsverfahren gegenüber experimentellen Prototypen zunehmend an Bedeutung. Mit Hilfe von strukturmechanischen Berechnungen mittels FEM-Modellen war es möglich, den gesamten Schaltzyklus eines Injektors zu simulieren, wobei experimentell berechnete Nadelhubverläufe mit beachtlicher Übereinstimmung reproduziert werden konnten [Moc]. Die Anwendung dieses Rechenverfahrens ist deswegen so erfolgreich, weil man den gesamten Injektor als Strukturmodell anfertigt, und keine Modellannahmen mit Ausnahme von Materialeigenschaften in die Berechnung eingehen. Somit lassen sich viele teils störende Effekte wie Temperaturempfindlichkeit, druckbedingte Materialausdehnungen und Eigenresonanzen des Injektorgehäuses oder einzelner Baugruppen quantitativ bewerten. Damit ist die Möglichkeit einer gezielten Detailoptimierung geschaffen, die letztendlich zu einem optimalen Schaltverhalten des gesamten Injektors führt.

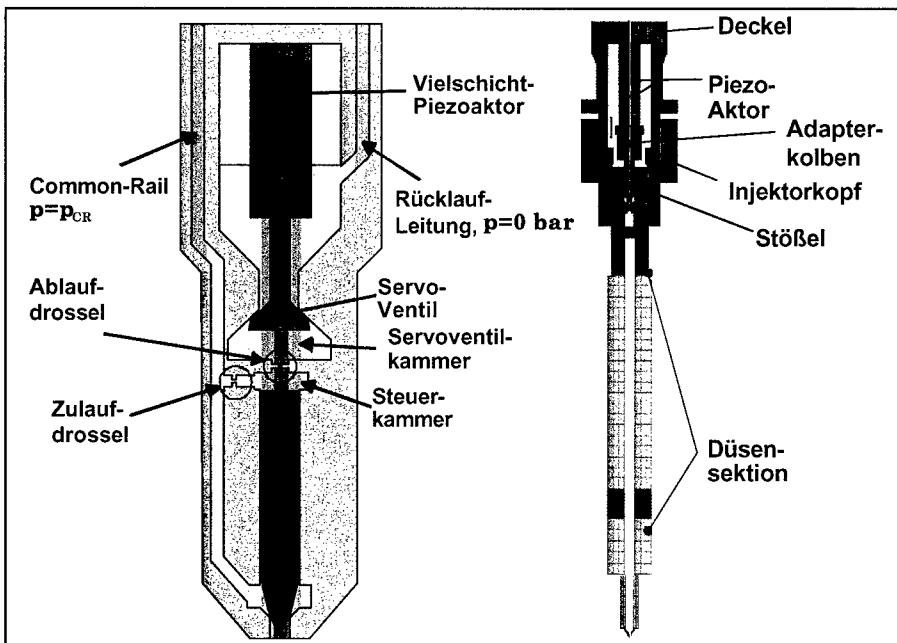


Abbildung 1.1: Links: Skizze des „Common-Rail“-Dieselinjektors. Rechts: Die Dynamik des Schaltvorgangs lässt sich mit einem FE-Modell berechnen.

Trotzdem ist es bisher nicht gelungen, alle physikalischen Effekte innerhalb des Injektors in eine Vollsimulation zu integrieren. Zur Strukturdynamik treten komplexe hydrodynamische Vorgänge. Diese in eine Simulation komplett einzubeziehen ist derzeit unmöglich. Die dabei auftretenden Erscheinungen umfassen kavitationsbehaftete Strömung, Druckwellenausbreitung im Injektor als auch in der Hochdruckleitung, sowie die Druckentwicklung in der Absteuerkammer. Diese Einflüsse werden teilweise unterschlagen oder durch einfache algebraische Formulierungen angenähert. Dies gilt insbesondere für das fluiddynamische Verhalten der Zulaufdrossel und der Ablaufdrossel der Absteuerkammer.

Abbildung 1.1 zeigt den schematischen Aufbau eines piezobetriebenen Diesel-Injektors.

1.2 Drossel als Strömungswiderstand

Die Zulaufdrossel sowie die Ablaufdrossel sind in einem separat gefertigten Bauteil, der Drosselplatte (Abbildung 1.2) integriert, da die Profilierung der Drosseln nur sehr schwierig zu bewerkstelligen ist und in mehreren Arbeitsschritten erfolgt. Erst werden in die Platte die Bohrungen für die "Common Rail"-Leitungen, dann die Sacklöcher bis zu den Drosseln eingebracht. Der Drosselkanal selbst kann nicht mit einem spanenden Verfahren gebohrt werden. Hier ist es vorteilhafter, das Loch, das einen Durchmesser zwischen 250 µm und 350 µm aufweist, zu erodieren. Mit dieser Methode ist es möglich, den Durchmesser der Drossel mit großer Präzision zu fertigen. Trotzdem reicht diese Genauigkeit allein nicht aus, denn die Durchflussbeiwerte dieser Drosseln weisen eine zu große Streuung auf. Daher müssen die Durchflussraten noch feiner angepasst werden. Dies geschieht mittels hydroerosivem Verrunden, wobei die Drosseln mit einem Fluid, dem Schleifpartikel beigemischt sind, solange durchspült werden, bis Abtragungen den Durchfluss auf den gewünschten Wert bringen. Der Materialabtrag findet vorwiegend im Einlassbereich der Drossel statt. Dadurch lassen sich kleine Rauhigkeiten begradigen, scharfe Kanten verrunden und es ist auch nicht auszuschließen, dass der Drosselkanal geringfügig erweitert wird. Durch das Verrundungsverfahren lässt sich die Durchflussrate nur zu größeren Raten hin korrigieren. Deswegen muss beim Bohren ein Durchmesser gewählt werden, der eher zu niedrigeren Flussraten führt, als es dem Sollwert entspricht. Der Strömungswiderstand, den diese Drosselbohrungen aufweisen, wird durch den HD-Wert ausgedrückt. Dieser gibt an, welche Volumenmenge die Drossel in einem Zeitraum von 30 s durchströmt, wenn an der Drossel ein Druckabfall von 100 bar anliegt.

Da durch dieses Verfahren die Möglichkeiten zur Drosselprofilierung sehr eingeschränkt sind, ist es notwendig zu wissen, ob dabei unbeabsichtigt Profile entstehen, die das Schaltverhalten des Injektors negativ beeinflussen.

Das erfordert eine Geometriestudie, bei der unterschiedliche Drosselprofile gefertigt werden und durch ein Experiment verglichen werden. Da die Bearbeitung der Drosseln sehr aufwendig ist und viele Drosselprofile, die man untersuchen möchte nicht oder nur unter sehr großem Aufwand herzustellen sind, sollten statt dessen numerische Simulationen durchgeführt werden, wobei durch ein geeignetes Computermodell und fluiddynamische Lösungsverfahren die Strömung berechnet werden kann und sich somit der Widerstand der Drossel ermitteln lässt. Obwohl diese Berechnungen sehr zeitaufwendig sind, hofft man, dass sich dadurch eine experimentelle Studie umgehen lässt.

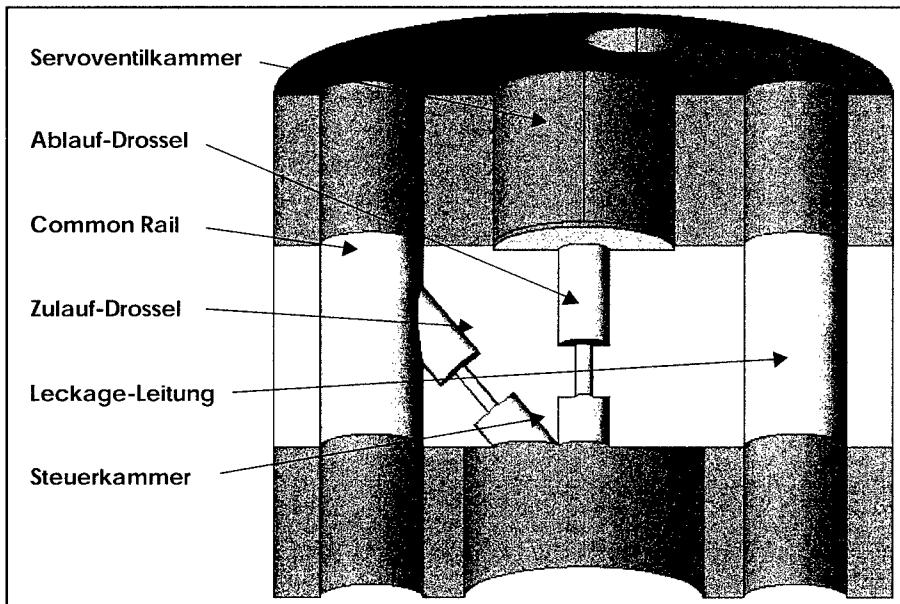


Abbildung 1.2: Schnitt durch die Drosselplatte.

Kapitel 2 Theorie

2.1 Theorie der unstetigen und stetigen Querschnittsverengung

Die komplexe Strömung durch eine Querschnittsverengung wurde bereits sehr intensiv experimentell untersucht [Mos], da sich daran viele Eigenschaften der Fluidströmung beobachten lassen, die man von Geometrien wie Rohr- oder Plattenströmungen nicht kennt. Eine genaue und zeitaufgelöste Messung von Geschwindigkeitsfeldern ist aber erst durch moderne Messtechniken wie Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) möglich geworden [Dur1] [Dur2] [Aga]. Das Hauptinteresse lag hier darin, die Entstehung von Turbulenz, Strömungsablösung und das Wiederanlegen zu klassifizieren. Bei dem Einsatz von Drosseln in technischen Leitungsanlagen überwiegt die Bedeutung der Volumenflusssteuerung und das Interesse liegt vorwiegend in der Beschreibung der fluidmechanischen Energieverluste [Tru1].

Bei einer Querschnittsänderung kann es sich um eine allmähliche oder eine plötzliche Querschnittsverengung oder Querschnittserweiterung handeln. Bei einer Drossel (Abbildung 2.2) liegt sowohl eine Verengung als auch eine Erweiterung vor, wobei der Abstand der beiden Stufen der Drossellänge entspricht. Ist der Abstand genügend groß, kann man beide Stufen getrennt betrachten. Ein ausreichender Abstand liegt genau dann vor, wenn sich im Drosselkanal eine vollausgebildete Rohrströmung entwickelt. Obwohl bei der hier untersuchten Drossel diese Bedingung nicht erfüllt ist, sollen trotzdem die Effekte beider Strömungstypen getrennt beschrieben werden. Da nur eine unstetige Stufe in einer Leitung besser und vergleichbarer experimentell und auch numerisch untersucht werden kann als eine Drossel, finden sich dazu in der Literatur viele Beispiele. Eine unstetige Rohrverengung oder Rohrerweiterung zeigt etwa ein ähnliches Strömungsbild, wie es bei der Drossel auftritt. Ein qualitativ unterschiedliches Strömungsbild ergibt sich, wenn der Übergang zwischen den beiden Rohrdurchmessern so langsam erfolgt, dass eine Ablösung bei hinreichend kleiner Reynolds-Zahl ausbleibt. Dieser Fall soll nicht weiter verfolgt werden, da keine turbulenten Verluste auftreten.

2.1.1 Unstetige Rohrverengung (Stufendüse)

Bei der unstetigen Querschnittsverengung treten bereits bei sehr kleinen Reynoldszahlen, bezogen auf den kleineren Rohrdurchmesser D_2 , Strahlablösungen auf. Bei einer Entfernung vor der Verengung, die in etwa der Stufenhöhe $(D_1 - D_2)/2$ entspricht, kann das strömende Fluid nicht entlang der äußeren Rohrwand folgen und löst sich von der Wand. In der Ecke vor der Verengung bildet sich eine Rezirkulationszone aus. Da sich die Stromlinien schon vor der eigentlichen Stufe zum kleineren A_2 hin bündeln, verhält sich eine allmähliche Verengung sehr ähnlich wie eine unstetige Stufe. Dadurch, dass die von außen an kommende Strömung eine radiale Geschwindigkeitskomponente in Richtung Rohrachse hin aufweist, tritt nach der Verengung eine zusätzliche Kontraktion auf einen effektiv kleineren Querschnitt auf. Handelt es sich um eine scharfe Kante, wird sich auch eine zweite Ablösestelle entwickeln. Der Fluidstrom kann dort bei einer unstetigen Rohrverengung nicht schnell genug um die als scharf angenommene Einlasskante beschleunigt werden, was zur Ausbildung einer zweiten Rezirkulationszone in der Leitung direkt nach der Kante führt. Die Hauptströmung selbst erfährt eine Strahlkontraktion ausgedrückt durch die Kontraktionsziffer Ψ , die das Verhältnis von minimalem Strahlquerschnitt und Rohrquerschnitt angibt. In der Literatur wird bei einem Ausströmen durch eine kreisförmige Öffnung aus einem Gefäß für Ψ ein Wert von ca. 0,6 angegeben [Eck]. Durch diesen effektiv kleineren Querschnitt verringert sich auch der gesamte Fluss. Bei einer Rohrverengung gilt für Ψ eine empirisch gefundene Abhängigkeit von

$$\Psi = 0,614 + 0,113 \cdot m^2 - 0,261 \cdot m^4 + 0,511 \cdot m^6 \quad (2.1)$$

mit $m = D_2/D_1$. Diese zunächst verengte Strömung erfährt dann stromabwärts wieder eine Erweiterung auf den Querschnitt A_2 und legt sich wieder an die Wand an. Zwischen der abgelösten Strömung und der Rohrwand entsteht ein Wirbelgebiet. Die anschließende Strahlerweiterung lässt sich dabei wie ein kleiner Stufendiffusor betrachten.

Infolge der Ablösung ergibt sich auch ein zusätzlicher Druckverlust an der Drossel, denn beim Wiederanlegen an die Rohrwand treten Stoßverluste auf, bei denen kinetische Energie durch die Ausbildung von Turbulenzen verloren geht. Mit Hilfe des Impulssatzes und der Bernoulli-Gleichung lassen sich unter Einbeziehung der Strahlkontraktion die Verluste berechnen, ohne dass der exakte Prozess des Wiederanlegens verstanden werden muss. Eine genaue Herleitung der Energieverluste findet man z.B. in [Wag2]. Bei dieser Berechnung geht die Viskosität des Fluids nicht ein. Die dabei auftretenden Turbulenzen wirken auf die zeitlich gemittelte Strömung wie eine zusätzliche turbulente Viskosität und sorgen dafür, dass die Strömungsgeschwindigkeit in Wandnähe herabgesetzt wird und daher die Fluidteilchen leichter den Querschnittsänderungen folgen können. Eine Strahlablösung wird somit unter Umständen unterdrückt.

Durch ein Verrunden der Kanten reduziert sich die Strahlkontraktion und im Fall einer ausreichend großen Verrundung gilt für die Kontraktionsziffer $\Psi = 1$. Zusätzliches Verrunden mit einem größeren Radius hat dann keinen weiteren Einfluss auf den Strömungswiderstand der Verengung.



Abbildung 2.1: Strahlablösung an einer stufenförmigen Rohrverengung bei einer Anströmung von links. Die Farbabstufung stellt die Geschwindigkeit v in m/s dar.

2.1.2 Unstetige Rohrerweiterung (Stufendiffusor)

Bei einer unstetigen Rohrerweiterung tritt das Fluid zunächst als geschlossener Strahl aus dem engeren Kanal mit Querschnitt A_1 und vermischt sich unter starker Wirbelbildung mit dem umgebenden Fluid [Mos] [Gos] [Cas]. Durch die turbulente Durchmischung wird ein Wiederanlegen an die Rohrwand begünstigt und nach dem Anliegen kann sich stromabwärts eine stationäre Rohrströmung ausbilden. Da die Strömung nach der Erweiterung mit Turbulenzen überlagert ist, muss ein Energieübertrag zu diesen Turbulenzen stattgefunden haben. Da aus Kontinuitätsgründen die mittlere Geschwindigkeit v_2 nach der Stufe konstant ist und nicht weiter abnehmen kann, und nur von den Rohrdimensionen und der mittleren Geschwindigkeit vor der Stufe v_1 abhängt, kann die turbulente Energie nicht von einer Abnahme der kinetischen Energie herrühren. Die Energie wird der Strömung vielmehr durch eine Reduzierung des statischen Drucks entzogen. Bei bisherigen Untersuchungen [Dur4] [Wag1] galt das Hauptinteresse den integralen Größen

wie Wiederanlegelänge oder Wärmetransfer. Durch den Einsatz von Laser-Doppler Anemometrie (LDA) ist es auch möglich geworden, die Entstehung von Turbulenz genauer zu untersuchen und diese Ergebnisse durch verfeinerte Turbulenzmodelle bei der numerischen Simulation nachzubilden. Dabei war die Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation nur zufriedenstellend und die charakteristischen Größen zur Beschreibung einer solchen Strömung variierten je nach Netzgenauigkeit um bis zu 20%.

2.2 Analytisch berechnete Durchflusswerte

Bei der analytischen Berechnung des Durchflusses durch eine Drossel geht man von einer vereinfachten Strahlgeometrie aus. Es wird angenommen, dass die radiale Geschwindigkeitsverteilung im Strahlquerschnitt konstant ist. Tatsächlich erhält man bei einem realen Rohr aufgrund von Wandreibung und Viskosität ein parabelförmiges Geschwindigkeitsprofil, das hier jedoch vernachlässigt werden soll. Bei der Vernachlässigung von Reibungsverlusten gilt entlang der Stromlinien eine Energieerhaltung, die sich mit Hilfe der Bernoulli-Gleichung formulieren lässt. Nimmt man an, dass bei einer Strahlkontraktion, wie sie im Einlassbereich der Drossel auftritt, Wandreibungseffekte und turbulente Energieverluste vernachlässigt werden können, dann lässt sich für jeden Punkt bis zur Kanalerweiterung am Drosselauslass schreiben:

$$p + \frac{\rho v^2}{2} = \text{const} \quad (2.2)$$

Das bedeutet, dass an der Stelle des Drosseleinlasses durch die Querschnittsverengung von A_1 auf $A_2 = m \cdot A_1$ der Geschwindigkeitswert von v_1 auf v_2 zunimmt, wobei für den Fluss Q gilt:

$$Q = A_1 \cdot v_1 = A_2 \cdot v_2 = m \cdot A_1 \cdot v_2. \quad (2.3)$$

Damit lässt sich der statische Druck p_2 am Drosseleinlass berechnen

$$p_2 = p_1 - \frac{\rho}{2} \cdot v_1^2 \cdot \left(\frac{1-m^2}{m^2} \right) \quad (2.4)$$

und es gilt für den Fluss Q

$$Q = A_2 \cdot \sqrt{\frac{2(p_1 - p_2)}{\rho \cdot (1-m^2)}} \quad (2.5)$$

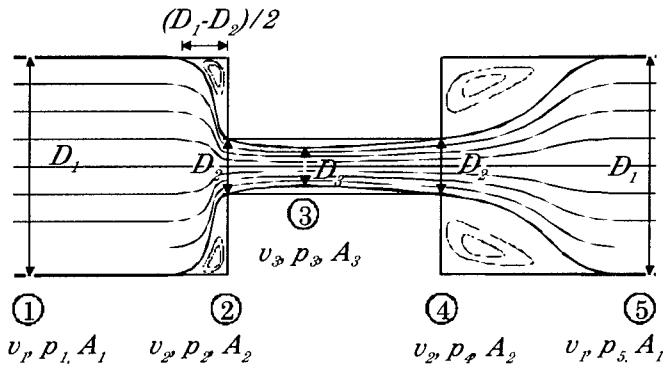


Abbildung 2.2: Durch die Kanalverengung kommt es innerhalb der Drossel zu einem Geschwindigkeitsanstieg, der zu einem Druckabfall führt. Nach der Drossel kann die Strömung aufgrund von turbulenten Verlusten nicht mehr den Ausgangswert p_1 erreichen.

In Drosselmitte wird der Strahlquerschnitt zusätzlich eingeschnürt. Diese Modellvorstellung beruht auf der Tatsache, dass an der Einlasskante eine Ablösung auftritt, wobei der effektive Strömungsquerschnitt verringert wird. Die zusätzliche Einschnürung wird mit der Kontraktionszahl Ψ berücksichtigt, $A_3 = \Psi \cdot A_2$. Ein Wert von $\Psi = 0,7$ lässt sich bei dieser Geometrie der Drossel auf Grund experimenteller Ergebnisse abschätzen [Poh].

Der kleinste Druckwert p_3 wird daher an der Stelle berechnet, an der der effektive Strömungsquerschnitt minimal wird.

$$p_3 = p_1 - \frac{\rho}{2} \cdot v_1^2 \cdot \left(\frac{1 - m^2 \cdot \Psi^2}{m^2 \cdot \Psi^2} \right) \quad (2.6)$$

und es gilt für den Fluss Q

$$Q = A_2 \cdot \sqrt{\frac{\Psi^2}{1 - m^2 \Psi^2}} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot (p_1 - p_3)}{\rho}} \quad (2.7)$$

Dieser Druckwert an der Stelle mit minimalen Querschnitt spielt eine Rolle, wenn die Strömungsgeschwindigkeit so groß wird, dass der Wert von p_3 den Dampfdruckwert des Fluids unterschreitet und somit Kavitation auftritt. Eine Flüssigkeit ist nicht in der Lage, Zugkräfte zu übertragen, infolgedessen kann der statische Druck im engsten Querschnitt nicht kleiner als der Dampfdruck der Flüssigkeit sein. Da der Dampfdruck im Vergleich zu den betrachteten Druckwerten von mehreren 100 bar vernachlässigt werden kann, ist

es zulässig das Auftreten von Strömungskavitation mit dem Erreichen von Druck $p_3 = 0$ im engsten Strömungsquerschnitt gleichzusetzen.

Ab dieser Stelle mit minimalem Strahlquerschnitt tritt eine turbulente Strömung auf, die zu einem Druckverlust in der Drossel führt. Aus diesem Grund kann für den Auslass nicht mit der Bernoulli-Gleichung gerechnet werden. Statt dessen betrachtet man den Impulsstrom, der mit den Druckverlusten an der Drossel verknüpft ist. Dabei erfährt das gesamte Volumen zwischen engster Stelle 3 (A_3) und Stelle 4 (A_4) eine Impulsänderung. Die Impulsbilanz für dieses Volumen setzt sich zusammen aus dem Impulsstrom in das Volumen durch die Fläche A_3 , dem Impulsstrom aus das Volumen durch die Fläche A_2 am Drosselauslass und den anliegenden Druckkräften. Diese wirken beschleunigend durch die Druckkraft $F_1 = A_2 \cdot p_3$ und verzögernd durch die Druckkraft $F_2 = A_2 \cdot p_4$.

$$A_2 \cdot p_4 - A_2 \cdot p_3 = (\rho \cdot v_3) \cdot A_3 \cdot v_3 - (\rho \cdot v_2) \cdot A_2 \cdot v_2 \quad (2.8)$$

Damit berechnet sich der Druckabfall zwischen 3 und 4 mit

$$(p_3 - p_4) = \rho \cdot \frac{Q^2}{A_2^2} \cdot \left(1 - \frac{1}{\Psi}\right). \quad (2.9)$$

Analog lässt sich der Druckverlust von (4) zu (5) herleiten. Das Fluidvolumen zwischen (4) und (5) erfährt eine aus den Druckkräften resultierende Gesamtkraft, die wiederum zu einer Impulsänderung des Volumens führt. Zusammen mit dem Fluss der Impulsstromdichte durch die Flächen A_2 bei (4) und A_1 bei (5) folgt die Impulsbilanz

$$A_1 \cdot p_5 - A_1 \cdot p_4 = (\rho \cdot v_2) \cdot A_2 \cdot v_2 - (\rho \cdot v_1) \cdot A_1 \cdot v_1 \quad (2.10)$$

und für den Verlust des statischen Druckes zwischen (4) und (5)

$$(p_4 - p_5) = \rho \cdot \frac{Q^2}{A_2^2} \cdot (m^2 - m). \quad (2.11)$$

Durch Einsetzen von Gleichung 2.3, Gleichung 2.9 und Gleichung 2.11 in Gleichung 2.7 kann eine Beziehung zwischen dem gesamten Druckabfall $\Delta p = p_1 - p_5$ und dem Volumenfluss Q hergeleitet werden, wobei der resultierende Durchflussbeiwert μ allein von den geometrischen Relationen der Drosselabmessungen abhängt.

$$Q = \mu \cdot A_2 \sqrt{\frac{2 \cdot \Delta p}{\rho}} \quad (2.12)$$

mit

$$\mu = \sqrt{\frac{\Psi^2}{1 - 2\Psi + 2\Psi^2 - 2m\Psi^2 + m^2\Psi^2}} \quad (2.13)$$

Falls Kavitation auftritt, unterschreitet der Druckwert p_3 am kleinsten Strömungsquerschnitt den Dampfdruck und kann in Gleichung 2.7 sowie in Gleichung 2.9 mit $p_3=0$ gleichgesetzt werden. Für diesen Fall gilt die Beziehung zwischen Vor- und Gegendruck

$$\frac{p_5}{p_1} = \frac{2\Psi - 2\Psi^2 + 2\Psi^2m - 2\Psi^2m^2}{1 - m^2\Psi^2} \quad (2.14)$$

und für das kritische Druckverhältnis $\Delta p/p_1$

$$\left. \frac{p_1 - p_5}{p_1} \right|_{p_3=0} = \frac{1 - 2\Psi + 2\Psi^2 - 2\Psi^2m + \Psi^2m^2}{1 - m^2\Psi^2}. \quad (2.15)$$

Wird im kaviterenden Fall die Druckdifferenz weiter erhöht, nämlich dadurch, dass der Gegendruck herabgesetzt wird und der Vordruck unverändert bleibt, so kommt es zu keiner weiteren Durchflusszunahme. Somit lässt sich sagen, dass die Flussrate bei einer Strömung mit Kavitation nur vom Vordruck und nicht vom Gegendruck abhängt und den gleichen Wert einnimmt, bei dem gerade durch Variation des Gegendrucks der Kavitationsumschlagpunkt (KUP) erreicht wird. Mit dieser Erkenntnis berechnet sich der Durchfluss mit Kavitation mit

$$Q = \mu' \cdot A_2 \sqrt{\frac{2 \cdot p_1}{\rho}} \quad (2.16)$$

wobei

$$\mu' = \sqrt{\frac{2\Psi^3 \cdot (1 - \Psi + m\Psi - m^2\Psi)}{(1 - m^2\Psi^2) \cdot (1 - 2\Psi + 2\Psi^2 - 2m\Psi^2 + m^2\Psi^2)}}. \quad (2.17)$$

Obwohl bei dieser Herleitung viele vereinfachende Annahmen getroffen wurden, die die tatsächliche Strömung sehr stark idealisieren, erhält man eine Beziehung zwischen Flussrate und Druckabfall bzw. zwischen Flussrate und Vordruck bei einer kavitationsbehafteten Strömung, die der tatsächlichen Durchflusscharakteristik sehr nahe kommt.

Eine Größe, die häufig in diesem Zusammenhang verwendet wird, ist der HD-Wert einer Drossel. Er gibt an, welche Volumenmenge die Drossel in einem Zeitraum von 30 s durchströmt, bei der ein Druckgefälle von 100 bar anliegt. Es gilt dabei die Umrechnung

$$(HD\text{-Wert}) = \frac{\mu \cdot A_2 \cdot 30s \cdot \sqrt{200 \text{ bar}}}{\sqrt{\rho}}. \quad (2.18)$$

2.3 Differentialgleichungen der Strömungsmechanik

Die Grundgleichungen der makroskopischen Erscheinungen der Hydrodynamik beschreiben das Verhalten eines Kontinuums, das man zur mathematischen Beschreibung häufig in infinitesimal kleine Volumina unterteilt. Die Aufteilung dieses Kontinuums in kleine Volumenelemente ist im Grunde genommen nur dann gültig, wenn die Anzahl der Moleküle in diesem Volumen ausreichend groß ist, so dass mikroskopische Effekte unberücksichtigt bleiben können. Trotzdem sollen infinitesimale Volumenelemente bei der mathematischen Formulierung verwendet werden, wobei bei dieser Beschreibung die Kontinuumseigenschaften auf Volumenzellen zugeordnet werden.

Die Zustände einer Flüssigkeit werden durch die Verteilungen der Strömungsparameter beschrieben. Die dabei auftretenden Größen sind die Geschwindigkeit $\vec{v} = \vec{v}(x, y, z, t)$, der Druck $p = p(x, y, z, t)$, die Dichte $\rho = \rho(x, y, z, t)$, sowie weitere thermodynamische Größen.

Betrachtet man ein beliebiges Kontrollvolumen, dann muss darin die Massenbilanz zu jedem Zeitpunkt erfüllt sein. Das heißt, die Summe des Massenstroms, der in das Volumen hereintritt, muss mit der Massenzunahme übereinstimmen. Dies besagt, dass das Strömungsgebiet frei von Quellen oder Senken ist. Für infinitesimal kleine Volumina lässt sich diese Massenerhaltung auch differentiell formulieren.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \cdot \operatorname{div} \vec{v} + \vec{v} \cdot \nabla \rho = 0 \quad (2.19)$$

Da in der hier behandelten Arbeit Dichteänderungen vernachlässigt werden sollen, kann die Kontinuitätsbedingung (2.19) mit einer Divergenzfreiheit des Geschwindigkeitsfeldes gleichgesetzt werden.

$$\operatorname{div} \vec{v} = 0 \quad (2.20)$$

Für den Impuls kann als weitere Erhaltungsgröße ebenfalls eine Bilanzgleichung aufgestellt werden. Dabei gilt analog zur Massenerhaltung, dass in einem Kontrollvolumen die Änderung des Impulses integriert über das gesamte Volumen genau der Summe aller Impulsströme durch die Oberfläche des Volumens und der an das Volumen angreifenden Druckkräfte entspricht. Als differentielle Formulierung erhält man folgende Gleichung

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = - \frac{\nabla p}{\rho}. \quad (2.21)$$

Diese in der Fluidmechanik häufig verwendete Gleichung heißt Eulersche Gleichung und kann auch in der Form

$$\frac{\partial(\rho \cdot v_i)}{\partial t} = -\frac{\partial \Pi_{ik}}{\partial x_k} \quad (2.22)$$

geschrieben werden, wobei Π_{ik} der Tensor der Impulsstromdichte ist. Dieser setzt sich wie oben aus dem Impulsstrom aufgrund von bewegter Masse und einem Spannungstensor zusammen. Bisher wurden als Spannungen nur Druckkräfte angesehen. Bei einer zähen Flüssigkeit wirken auf ein Volumenelement auch Spannungen durch viskose Kräfte und man erhält unter deren Berücksichtigung für Π_{ik}

$$\Pi_{ik} = \rho \cdot \delta_{ik} + \rho \cdot v_i v_k - \mu \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} - \frac{2 \cdot \delta_{ik}}{3} \frac{\partial v_l}{\partial x_l} \right) \quad (2.23)$$

Den positiven Zähigkeitskoeffizienten μ bezeichnet man als dynamische Viskosität. Er ist bei einer Newtonschen Flüssigkeit konstant. Setzt man diesen Tensor in Gleichung 2.22 ein, dann folgt unter Ausnutzung der Divergenzfreiheit des Geschwindigkeitsfeldes die Navier-Stokesche Gleichung

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + \frac{v_k \partial v_i}{\partial x_k} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_k^2} \quad (2.24)$$

Die Navier-Stokesche Gleichung bildet zusammen mit der Kontinuitätsgleichung (2.19) ein Differentialgleichungssystem, das turbulente Strömungen von inkompressiblen Newtonschen Flüssigkeiten beschreibt. Da in allen Simulationen ein achsensymmetrisches Modell verwendet wurde, war es sinnvoll, auch die Lösungen der Differentialgleichung als achsensymmetrisch anzunehmen. Damit können die Navier-Stokeschen-Gleichungen in Zylinderkoordinaten transformiert werden, wobei die φ -Komponenten aller Strömungsgrößen bzw. deren Ableitungen verschwinden. Somit lässt sich eine dreidimensionale Strömung mit Achsensymmetrie um eine Dimension reduzieren. Alle Komponenten der Navier-Stokeschen Gleichung lauten in Zylinderkoordinaten

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_r}{\partial t} + (v \nabla) v_r - \frac{v_\phi^2}{r} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\mu}{\rho} \left(\Delta v_r - \frac{v_r}{r^2} - \frac{2}{r^2} \cdot \frac{\partial v_\phi}{\partial \varphi} \right) \\ \frac{\partial v_\phi}{\partial t} + (v \nabla) v_\phi - \frac{v_r v_\phi}{r} &= -\frac{1}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial \varphi} + \frac{\mu}{\rho} \left(\Delta v_\phi - \frac{v_\phi}{r^2} - \frac{2}{r^2} \cdot \frac{\partial v_r}{\partial \varphi} \right) \\ \frac{\partial v_z}{\partial t} + (v \nabla) v_z &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\mu}{\rho} \cdot \Delta v_z \end{aligned} \quad (2.25)$$

wobei

$$(v\nabla) = v_r \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r} v_\phi \frac{\partial}{\partial \phi} + v_z \frac{\partial}{\partial z}$$

$$\Delta = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}.$$

Die Kontinuitätsgleichung lautet in Zylinderkoordinaten

$$\frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_r}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_\phi}{\partial \phi} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0. \quad (2.26)$$

2.4 Turbulenzmodelle

Die laminaren Strömungen stellen mathematisch gesehen auch für beliebig hohe Reynolds-Zahlen Lösungen der Navier-Stokeschen Gleichung dar. Diese Lösungen werden im Experiment jedoch bei hohen Reynolds-Zahlen nicht beobachtet und es zeigt sich ein Übergang von laminarer zu turbulenten Strömung, wenn eine für das System charakteristische kritische Reynolds-Zahl überschritten wird. Dieser Umschlag ist ein Stabilitätsproblem der Laminarströmung. Man stellt sich vor, dass der Laminarströmung kleine Störungen überlagert sind, die in Rohrströmungen z.B. vom Einlauf herrühren oder von Wandrauhigkeiten verursacht werden. Die entscheidende Frage ist dabei, ob diese Störungen zeitlich abklingen oder anwachsen. Klingen sie ab, so kann die Strömung als stabil betrachtet werden. Bei turbulenten Strömungen wachsen diese Störungen dagegen an. Bei der Stabilitätsuntersuchung zerlegt man die Bewegung in zeitlich konstante Anteile und in die zeitabhängigen Überlagerungen.

$$v(t) = \bar{v} + v'(t) \quad (2.27)$$

$$p(t) = \bar{p} + p'(t) \quad (2.28)$$

Dabei wird angenommen, dass die Überlagerungen gegenüber der Grundströmung klein sind. Diese Störungen lassen sich zusätzlich in ihre Frequenzanteile zerlegen und man erhält durch Einsetzen in die Navier-Stokes-Gleichung eine Differentialgleichung für die Störfunktion (Orr-Sommerfeldsche Gleichung). Dadurch lassen sich die Stabilitätsgrenzen in Abhängigkeit von Reynolds-Zahl und Wellenfortpflanzungsgeschwindigkeit berechnen. Tatsächlich liegen die experimentell gemessenen Umschlagpunkte bei höheren Reynolds-Zahlen als die mit dieser Methode berechneten Werte, was daran liegt, dass die Wellenlänge der Störwellen, die zum Umschlag führen, länger sind als die

kurzwelligere eigentliche Turbulenz. Trotzdem ist es mit dieser Methode möglich, auch theoretisch einen Übergang von laminarer zu turbulenter Strömung vorauszusagen.

Die überlagerte Störung einer turbulenten Strömung wird mit dem Turbulenzgrad Tu quantifiziert, der die Fluktuationen der Geschwindigkeit mit einer Bezugsgeschwindigkeit (v_∞) in Beziehung setzt.

$$Tu = \frac{1}{v_\infty} \sqrt{\frac{1}{3} \left(\overline{v_x'^2} + \overline{v_y'^2} + \overline{v_z'^2} \right)} \quad (2.29)$$

Typischer Weise bildet sich ein breites kontinuierliches Spektrum der Längenskalen der turbulenten Elemente aus. Dabei stellt man sich eine Energiekaskade vor, bei der größere Turbulenzballen in kleinere zerfallen. Die größten Strukturen erhalten dabei ihre Energie von der Grundströmung. Durch den Zerfall entstehen immer kleinere Strukturen, die letztlich so klein werden, bis dissipative Effekte die turbulente Energie an die Strömung in Form von Wärme zurückgeben. Die dabei verwendete Dissipationsrate ϵ gibt dabei an, welche Energiemenge der Turbulenz pro Massen- und Zeiteinheit durch viskose Reibung abgebaut wird. Die Dissipationsrate ist von der Turbulenz abhängig und wird in Turbulenzmodellen durch eine Transportgleichung berechnet. Sie kann auch qualitativ abgeschätzt werden [Tay].

$$\epsilon = \frac{v_t^3}{l_t} \quad (2.30)$$

Dabei stehen v_t und l_t für die Geschwindigkeit und das dazugehörige Längemaß einer turbulenten Struktur. Die Längenskala η der dabei kleinsten Elemente hängt dabei von der kinematischen Viskosität ν und von der Dissipationsrate ϵ ab.

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (2.31)$$

Dieser Wert gibt etwa die Ausdehnung der kleinsten sog. Kolmogorovschen Elemente wieder. Damit bei einer numerischen Berechnung alle Turbulenzen aufgelöst werden können, ist es notwendig, die Diskretisierung des Strömungsbereiches in Kontrollvolumina so fein durchzuführen, dass die Abmessungen der Netzgitterpunkte die gleiche Größenordnung wie die Kolmogorovschen Elemente aufweisen. Für große Reynolds-Zahlen bedeutet das, dass die Elemente sehr klein werden. Will man das Strömungsproblem numerisch berechnen, dann steigt die notwendige Anzahl der Elemente drastisch an. Durch die begrenzte Rechenleistung und Speicherverfügbarkeit lassen sich daher nur sehr einfache Geometrien berechnen, bei denen die Strömungen nur schwach turbulent

sind und die Reynolds-Zahl nur wenig über dem Umschlagpunkt liegt. Solche Untersuchungen dienen daher hauptsächlich der Grundlagenforschung und sind wegen der genauen Auflösung von Turbulenzerscheinungen Experimenten überlegen.

Um dennoch auch turbulente Strömungen von komplexeren Geometrien berechnen zu können, ist es erforderlich, die Elementanzahl zu limitieren. Das bedeutet, dass die Netzfeinheit nicht mehr ausreicht, um die Turbulenzstrukturen mit kleinen Längenmaßen aufzulösen. Die Auswirkung der kleinsten Turbulenzballen auf die Gesamtströmung muss daher durch ein Feinstrukturmodell genähert werden. Dieses Verfahren wird bei der Large-Eddy-Simulation verwendet (LES). Dadurch ist es möglich, eine numerische Strömungsberechnung auch bei hohen Reynolds-Zahlen durchzuführen. Trotzdem muss man, um verlässliche statistische Werte zu erhalten, viele Zeitschritte (~ 100000) rechnen, was einen sehr großen Rechenaufwand darstellt.

Eine deutliche Reduzierung der Rechenzeit ermöglichen dagegen Verfahren zur Berechnung von stationären Strömungen, die dann eingesetzt werden, wenn man sich nicht für zeitabhängige Phänomene, sondern nur für die Strömungsmittelwerte interessiert.

Zerlegt man wie in Gleichung 2.27 und 2.28 die Strömungsgrößen in ihren zeitlichen Mittelwert und die überlagerten zeitlich abhängigen Störungen, dann erhält man nach Einsetzen in die Navier-Stokes-Gleichung und anschließender Zeitmittelung folgende Beziehung zwischen zeitlich konstanten und zeitlich veränderlichen Anteilen

$$\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial t} + v_k \cdot \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \mu \cdot \frac{\partial^2 \bar{v}_i}{\partial x_k^2} - \frac{\partial (\bar{v}'_i \bar{v}'_k)}{\partial x_k}. \quad (2.32)$$

Durch das Auftreten der Korrelation zwischen den Schwankungsgeschwindigkeiten erhält man einen Beitrag, der wie eine Spannung auf das Fluid wirkt. Daher wird der letzte Term auch als Reynolds-Spannung bezeichnet. Da jetzt die zusätzlichen Größen v'_i auftreten, ist das Gleichungssystem nicht mehr geschlossen und das Hauptproblem bei der Berechnung turbulenter Strömungen ist nun die Bestimmung des letzten Terms und damit die Schließung des Systems. Es ist zwar möglich, exakte Gleichungen für $\bar{v}'_i \bar{v}'_j$ herzuleiten, diese enthalten aber neue, unbekannte Korrelationen höherer Ordnung. Eine Schließung ist daher nur durch Einbringen einer empirischen Information möglich. Diese empirischen Informationen können in Form einer Gleichung oder durch ein Differentialgleichungssystem eingehen.

2.4.1 Standard- k - ϵ -Modell

Beim k - ϵ -Modell [Lau] wird die Annahme getroffen, dass die turbulenten Spannungen proportional zu den Geschwindigkeitsgradienten sind.

$$\overline{v'_i v'_j} = -\frac{\mu_\nu}{\rho} \left(\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (2.33)$$

$$k = \frac{\overline{v'_i v'_i}}{2} \quad (2.34)$$

k ist dabei die kinetische Energie der turbulenten Schwankungsbewegung und μ_ν die von der Turbulenzstruktur abhängende Wirbelviskosität. Entsprechend der Prandtlschen Mischungswegtheorie [Pra1] ist die Wirbelviskosität nur vom Gradienten des Geschwindigkeitsfeldes und von einem zu bestimmenden Mischungsweg abhängig. Mit diesem Ansatz ist es möglich, ein Turbulenzmodell zu generieren, das zwar schnell zu lösen ist, das jedoch keinen konvektiven Transport von Turbulenz berücksichtigt.

Eine genauere Beschreibung der Turbulenzphänomene gewinnt man, wenn für die kinetische Energie der Turbulenz k sowie für die Dissipationsrate ϵ Transportgleichungen erstellt werden. Nachdem zwei zusätzliche Differentialgleichungen zu lösen sind, bezeichnet man das k - ϵ -Modell als Zweigleichungsmodell. Der Mischungsweg wird dabei von der Dissipationsrate abgeleitet. Die dabei auftretenden Konstanten müssen trotzdem noch empirisch bestimmt werden.

Die Transportgleichung für die kinetische Energie der Turbulenz setzt sich aus sechs Termen zusammen. Die lokale Änderung der kinetischen Energie hängt dabei von der lokalen Produktion sowie der lokalen Dissipation ab. Zusätzlich gibt es einen Transport von k durch eine molekulare Diffusion, durch eine turbulente Diffusion und durch einen konvektiven Transport, bei dem die Turbulenz mit der Strömung fortgetragen wird. Zusammen ergibt sich folgende Transportgleichung

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial \rho \bar{v}_i k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho \bar{v}'_i \cdot \left(\frac{\bar{v}'_j \bar{v}'_j}{2} + p' \right) \right) - \rho \overline{v'_i v'_j} \cdot \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \mu \frac{\partial^2 k}{\partial x_i^2} - \mu \frac{\partial \bar{v}'_i \partial \bar{v}'_i}{\partial x_i} \quad (2.35)$$

Die physikalische Bedeutung der einzelnen Glieder soll genauer erklärt werden:

$\frac{\partial \rho k}{\partial t}$	Dieser Term steht für die lokale Änderungsrate der turbulenten kinetischen Energie.
$\frac{\partial \rho \bar{v}_i k}{\partial x_i}$	Durch eine Divergenz der Stromdichte der turbulenten kinetischen Energie stellt sich ein konvektiver Transport von k ein. Eine Änderung der k -Stromdichte in Strömungsrichtung wird daher eine lokale Änderung von k bewirken.
	Der vorherige Term steht für eine Änderung von k durch einen konvektiven Transport in Strömungsrichtung des zeitlich gemit-

$\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho v'_i \frac{v'_j v'_j}{2} \right)$	telten Geschwindigkeitsfeldes. Hinzu tritt eine zeitlich veränderliche Konvektion durch die zeitabhängigen Störungen. Zeitlich gemittelt ergibt sich ein Transportbeitrag, der als turbulente Diffusion bezeichnet wird.
$\frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{\rho v'_i p'})$	Analog zur Fluktuation der Geschwindigkeit tritt auch bei einer Fluktuation des Druckfeldes eine turbulente Diffusion auf.
$\rho \overline{v'_i v'_j} \cdot \frac{\partial \overline{v_i}}{\partial x_j}$	Dieser Produktionsterm beschreibt eine Quelle für k . Durch die Wechselwirkung der turbulenten Spannungen mit der Hauptströmung wird Energie der Strömung entnommen und k zugeführt.
$\mu \frac{\partial^2 k}{\partial x_i^2}$	Mit diesem Term wird berücksichtigt, dass auch die Molekularbewegung der Fluidmoleküle zu einer Diffusion der Turbulenz beitragen.
$-\mu \frac{\partial \overline{v'_i \partial v'_i}}{\partial x_i \partial x_i}$	Durch die Scherströmungen der turbulenten Fluktuationen kommt es zu viskosen Reibung im Fluid, die durch die Molekularbewegung zu einer Temperaturerhöhung führt. Dieser Term beschreibt also eine Dissipation und ist gleich $\rho \epsilon$.

Tabelle 2.1: Erläuterung der in der k -Gleichung auftretenden Terme.

Man hat dieses Turbulenzmodell eingeführt, um gerade die zeitlich überlagerten Störungen bei der numerischen Berechnung zu eliminieren. Deswegen müssen im Produktionsterm und in den beiden Diffusionstermen die unbekannten Korrelationen mittels einer Modellannahme durch die Größen v_i , k und ϵ ausgedrückt werden. Die bei diesem Modell getroffene Annahme setzt die unbekannten Korrelationen im Produktionsglied mit den Ableitungen des Geschwindigkeitsfeldes gleich,

$$-\rho \overline{v'_i v'_j} \cdot \frac{\partial \overline{v_i}}{\partial x_j} = c_\mu \rho \frac{k^2}{\epsilon} \left(\frac{\partial \overline{v_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{v_j}}{\partial x_i} \right) \cdot \frac{\partial \overline{v_i}}{\partial x_j} \quad (2.36)$$

wobei die Wirbelviskosität als Faktor auftritt.

$$c_\mu \rho \frac{k^2}{\epsilon} = \mu_t$$

Für den Korrelationsterm in dem Diffusionsglied wird ein Diffusionsfluss proportional zu dem Gradienten von k festgelegt.

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho v'_i \cdot \left(\frac{v'_j v'_j}{2} + p' \right) \right) = \frac{\mu_t}{\sigma_k} \cdot \frac{\partial k}{\partial x_i} \quad (2.37)$$

Somit beinhaltet die Transportgleichung für k die grundlegende Annahme, dass die Produktion von Turbulenz direkt mit dem Gradienten der zeitlich gemittelten Geschwindigkeit zusammenhängt. Für diese Modellgleichungen benötigt man zwei empirisch ermittelte Konstanten σ_k und μ_t .

Bei der zweiten Transportgleichung für die Dissipation ϵ lassen sich analog wieder die lokalen Änderungsraten mit einem konvektiven Transport, einem Diffusionstransport, einem Entstehungsterm und einer diffusen Vernichtung gleichsetzen. Die exakte ϵ -Gleichung kann direkt aus der Navier-Stokes-Gleichung hergeleitet werden, erhält aber wenig anschauliche höhere Korrelationen. Für eine lokale Isotropie von ϵ bei großen Reynolds-Zahlen lässt sie sich vereinfachen:

$$\frac{\partial \rho \epsilon}{\partial t} + \frac{\partial \rho \bar{v}_i \epsilon}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} \right) + c_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} P - c_{\epsilon 2} \frac{\epsilon^2}{k}. \quad (2.38)$$

Dabei steht P für den Produktionsterm in der k -Gleichung, außerdem wurden die höheren Korrelationen durch die Konstanten σ_ϵ , $c_{\epsilon 1}$ und $c_{\epsilon 2}$ ersetzt. Insgesamt benötigt man bei dem k - ϵ -Modell fünf empirisch zu bestimmende Konstanten.

Bei Berechnungen mit ANSYS/Flotran wurden die standardmäßig voreingestellten Werte übernommen.

c_μ	$c_{\epsilon 1}$	$c_{\epsilon 2}$	σ_k	σ_ϵ	σ_t
0,09	1,44	1,92	1	1,3	1

Tabelle 2.2: Von ANSYS/Flotran voreingestellte Werte für die Konstanten des k - ϵ -Modells.

Als Randbedingungen gelten die gleichen Wandhaftbedingungen wie für die Geschwindigkeit $k = \epsilon = 0$. Allerdings verläuft der Integrationsrand nicht exakt an der Wand sondern liegt bei der Grenze zur laminaren Unterschicht.

Durch die Isotropie des Geschwindigkeitsgradienten bei der Berechnung des Produktionsterms ergeben sich einige Unzulänglichkeiten. Experimente haben gezeigt, dass die turbulenten Spannungen bei bestimmten Strömungsgebieten sehr anisotrop sind und somit falsche Werte für die Turbulenz berechnet werden. Besonders kritische Stellen sind Wandbereiche, bei denen das Modell sowohl dazu neigt, ein Ablösen zu verhindern als

auch ein Wiederauflösen zu begünstigen. Bei der untersuchten Drosselströmung spielt dieser Effekt besonders an der Einlasskante eine bedeutende Rolle.

Ebenfalls an der Einlasskante ergibt sich eine zweite Schwachstelle. Am Drosseleinlass kommt es zu einer gekrümmten Strömung um die Kante herum. Dabei gilt an der Wand eine Haftbedingung, die dazu führt, dass zu dieser Krümmung eine Scherströmung mit hohem Geschwindigkeitsgradienten in Richtung des Krümmungsradius auftritt. Diese Scherströmung wird bei dem $k-\epsilon$ -Modell im Vergleich zu experimentellen Ergebnissen deutlich unterbewertet.

Experimente zeigen auch, dass ein Geschwindigkeitsgradient nicht immer zu einer Turbulenzentwicklung beitragen muss. Das wird bei einer Prallströmung deutlich, bei der eine Strömung bis zu einem Staupunkt hin entlang der Stromlinie abgebremst wird. Hier sagt das $k-\epsilon$ -Modell viel zu hohe Turbulenzwerte voraus.

Abhilfe kann man nur dadurch schaffen, dass man die Anisotropie des Gradienten berücksichtigt und durch weitere Modellkorrekturen anpasst.

Ein anderer Ansatz, die Turbulenz zu modellieren, ergab sich über die Herleitung mit dem Formalismus der Renormalisierungsgruppe (RNG) [Yak1] [Yak2]. Dabei ergaben sich leicht unterschiedliche Transportgleichungen für k und ϵ . Der Hauptunterschied liegt in einem zusätzlichen Term in der ϵ -Gleichung, der eine Störung der Hauptstromrichtung von ϵ repräsentiert. Dieses Modell wurde in dieser Arbeit ebenfalls verwendet, um die Unterschiede beider Modelle bei einer Drosselströmung sichtbar zu machen.

Als weitere Alternative wurde bei Star-CD das $k-\epsilon$ -Modell von Chen implementiert [Che]. Hier wurde im Gegensatz zum Standard- $k-\epsilon$ -Modell nicht mit nur einer Zeitskala für die Dissipation k/ϵ gerechnet. Bei dem Modell von Chen wurde zwischen einer Zeitskala für die Produktion und für die Dissipation unterschieden. Dadurch ist es möglich, den Mechanismus des Energietransfers genauer auf die Hauptspannungsrichtung abzustimmen. Das RNG-Modell sowie das Modell von Chen weisen eine exaktere Berechnung der Turbulenzentstehung im Drosseleinlass auf.

2.4.2 Wandmodelle

Die Randbedingungen des Strömungsgebietes werden bei der Simulation durch ihre entsprechenden Randbedingungen ausgedrückt. Dabei unterscheidet man Einlass, Auslass und eine Rohrwand. Für Ein- und Auslass verwendet man passende Geschwindigkeits- und Druckrandbedingungen. Für die Wände gelten Haftbedingungen. Durch die Haftbedingung verschwindet sowohl die Normalkomponente der Geschwindigkeit als auch deren tangentiale Komponente. Betrachtet man Strömungen bei hohen Reynolds-Zahlen, dann dominieren Trägheitseffekte gegenüber den viskosen Effekten und das Fluid verhält

sich ähnlich einer idealen Flüssigkeit. Daher werden sich in einer freien Strömung kleinere Geschwindigkeitsgradienten und Spannungen ausbilden. Um trotzdem die Wandhaftbedingung zu erfüllen, muss in unmittelbarer Wandnähe eine Schicht mit einem sehr großen Geschwindigkeitsgradienten auftreten. Diese Schicht bezeichnet man nach L. Prandtl als Grenzschicht [Lan][Sch]. Die Strömung in einer Grenzschicht kann sowohl laminar als auch turbulent sein. Der Übergang zwischen Grenzschichtströmung und freier Strömung ist nicht scharf, sondern erfolgt stetig. Das tangentiale Geschwindigkeitsprofil in unmittelbarer Wandnähe berechnet sich dabei mit

$$v_x = \frac{\tau_z}{\mu} \cdot y + \frac{1}{2\mu} \frac{\partial P}{\partial x} \cdot y^2 \quad (2.39)$$

Im Allgemeinen wird das Geschwindigkeitsgesetz in dimensionslosen Koordinaten angegeben und es folgt

$$v_x^+ = y^+ + \frac{v}{2\rho v_t^3} \frac{\partial P}{\partial x} \cdot y^{+2} \quad (2.40)$$

mit

$$v_x^+ = \frac{v_x}{v_t}; \quad y^+ = y \frac{v_t \rho}{\mu}; \quad v_t = \sqrt{\frac{\tau_z}{\rho}} \quad (2.41)$$

Dieses Geschwindigkeitsgesetz ist nur gültig bis y^+ einen Wert von etwa 5 erreicht. Bei größeren Wandabständen klingt die viskose Schubspannung τ_z schnell ab und die Reynoldsspannungen dominieren. Ab einem Wert von $y^+ = 50$ sind die viskosen Spannungen vernachlässigbar klein. Die dabei verwendete Schubspannungsgeschwindigkeit v_t ist eine Hilfsgröße, die eingeführt wurde, um die dimensionslose Geschwindigkeit v_x^+ zu erhalten.

Bei zunehmendem Abstand zur Wand vergrößert sich der Einfluss der turbulenten Spannungen und die viskose Reibung verliert an Bedeutung. Die Geschwindigkeit tangential zur Wand im Abstand y^+ beträgt dann

$$v_x^+ = \sqrt{\frac{\tau_z}{\rho}} \frac{1}{\kappa} \cdot \ln \left(E \frac{y^+}{v_t} \sqrt{\frac{\tau_z}{\rho}} \right) \quad (2.42)$$

und lautet in Darstellung mittels dimensionsloser Koordinaten

$$v_x^+ = \frac{1}{\kappa} \cdot \ln(E \cdot y^+) \quad (2.43)$$

Die universelle Größe κ heißt Karmannsche Konstante und muss experimentell bestimmt werden. Ihr Wert wurde bei ANSYS/Flotran auf 0,4 festgesetzt. Der Wert von E gibt die Wandrauhigkeit wieder und wurde bei der Simulation standardmäßig auf 9 gesetzt. Die Wandgrenzschicht wird in ANSYS/Flotran und auch bei StarCD nur in dem wandsächsten Element berücksichtigt. Das hat die Konsequenz, dass die Elementbreite an die Strömung angepasst werden muss. Der Abstand des ersten Knoten zur Wand sollte gerade so gewählt werden, dass sich an diesem Knoten ein y^+ -Wert zwischen 50 - 100 ergibt. Damit ist gewährleistet, dass die erste Elementreihe die gesamte Grenzschicht einschließt. Somit findet die Verwendung des Wandgesetzes auch nur in dieser wandnahen Elementreihe Berücksichtigung. Dies stellt jedoch eine erhebliche Einschränkung der Vernetzung dar und wie sich später zeigte, kann die Geometrie der Drossel nur dann sinnvoll modelliert werden, wenn man die Grenzschicht durch mehrere Elementreihen auflöst. Dazu benötigt man ein erweitertes Turbulenzmodell, das in StarCD durch ein Eingleichungsmodell realisiert wurde. Von den drei zur Wahl stehenden Gleichungsmodellen wurde das von Norris & Reynolds [Nor] ausgewählt. Dabei wurde die k -Transportgleichung des k - ϵ -Modells übernommen. Die Dissipation ϵ wurde in dem Wandbereich durch eine algebraische Funktion ermittelt:

$$\epsilon = \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\kappa \cdot C_{\mu}^{0,75} y} \left(1 + \frac{C_{\epsilon} \cdot v}{\sqrt{k} y} \right). \quad (2.44)$$

Die beiden Konstanten wurden dabei ebenfalls experimentell angepasst mit $C_{\mu} = 8,5$ und $C_{\epsilon} = 5,3$. Dieses Modell und auch die anderen implementierten Modelle weisen jedoch bei einigen Strömungen abweichende Resultate auf [Rod4] und sind nicht allgemein einsetzbar. Es wurde auch im Manual des StarCD-Codes dringend darauf hingewiesen, dass diese Modelle nicht immer zu einem zufriedenstellenden Ergebnis führen.

Da die numerische Behandlung der Wandregion bisher noch keine allgemeingültigen Lösungen bietet, wird versucht, mit neuen Ansätzen bessere Ergebnisse zu erzielen [Gro]. Dazu gibt es jedoch nur wenige experimentelle Untersuchungen und dieser oder ein vergleichbarer Code stand noch nicht zur Verfügung.

2.5 Lösungsverfahren der Differentialgleichungen (FEM/FVM)

Die bei ANSYS/Flotran verwendete Methode der Finiten Elemente (FEM) ist ein Näherungsverfahren zur Lösung von Differentialgleichungen für Rand- und Anfangswertprobleme. Bei dieser Methode wird das Kontinuum in viele kleine Elemente mit geeig-

neter Form unterteilt, wobei jedem Element Knotenpunkte zugeordnet werden. Die gesuchte Funktion, die das Differentialgleichungssystem über den gesamten Raum erfüllt, wird dabei durch eine Linearkombination von Interpolationsfunktionen ausgedrückt. Unter Verwendung von Variationsprinzipien oder der Methode der gewichteten Residuen werden die Werte der Interpolationsfunktionen an den definierten Knotenpunkten berechnet.

Im Gegensatz zu ANSYS/Flotran arbeitet das Programm StarCD mit einem Finite-Volumen-Verfahren (FVM) [Nol] [Sch2]. Der Unterschied zu FEM liegt darin, dass hier die Differentialgleichungen über die kleinen Kontrollvolumina (KV) integriert werden. Jedem Kontrollvolumen wird ein Mittelpunktsknoten zugeordnet. Jeder Knoten approximiert die entsprechenden Werte der integrierten Differentialgleichungen. Der Vorteil dieser Methode gegenüber FEM liegt darin, dass die Kontinuitätsgleichung durch die Integration an jedem Kontrollvolumen stets erfüllt ist. Dadurch erhält man ein besseres Konvergenzverhalten und die Rechenzeit verkürzt sich besonders bei großen Modellen mit vielen Elementen.

Kapitel 3 Simulation und Experimente mit einer vereinfachten Drosselgeometrie

Bevor mit einer Simulationsreihe versucht wird, die Durchflusseigenschaften von Drosseln auf die Geometrieeinflüsse zu untersuchen, muss überprüft werden, ob die Ergebnisse von Simulationen ausreichend aussagekräftig sind, um spätere Auswahlkriterien für geeignete Drosselprofile treffen zu können. Dazu gehört a) eine Beurteilung der Konsistenz der Strömungsgrößen in Bezug auf Massen und Energieerhaltung, b) ein Vergleich mit den Ergebnissen aus der theoretischen Herleitung mit Hilfe des Impulsatzes und der Bernoulli-Gleichung, c) ein Vergleich mit experimentellen Daten, die aus geeigneten vergleichbaren Experimenten stammen.

3.1 Durchflussexperiment mit Öl bis zu einem Differenzdruck von 7 bar

Als erstes sollte unter einfachsten Bedingungen ein Experiment durchgeführt werden, um Ergebnisse zu erhalten, die in der Simulation nachgebildet werden sollten. Dabei beschränkte man sich zunächst auf einen sehr kleinen Druckbereich. Wichtig war im Rahmen dieser Untersuchung festzustellen, ob unter idealisierten Bedingungen Simulation und Experiment gleiche Resultate liefern. Dabei sollte auch die Simulation unter sehr einfachen Bedingungen durchgeführt werden. Das bedeutet eine kleine Strömungsgeschwindigkeit, die nur einen kleinen Turbulenzgrad erreicht. Erste Simulationen mit ANSYS/Flotran haben gezeigt, dass eine scharfe Kante im Einlassbereich immer zu hohen Geschwindigkeits- und Druckgradienten führt und dass direkt hinter der Einlaufkante Verwirbelungen und starker Druckabfall auftreten. Da sich diese Kante bei der Vernetzung nicht beliebig fein auflösen lässt, ist man gezwungen, sowohl Einlass- als auch Auslasskante bei der Modellgenerierung zu verrunden. Die Verrundung geschieht in zwei Schritten. Im ersten Schritt wird durch eine Fase die scharfe rechtwinklige Kante beseitigt. Die beiden so entstandenen stumpfen Kanten werden zusätzlich mit einem Radius verrundet. Das resultierende Strömungsprofil für dieses Modell (Abbildung 3.1) ist frei von Wirbeln im Einlass und erleichtert somit das Auffinden einer konvergenten Lösung. Alle Berechnungen wurden mit diesem Geometriemodell durchgeführt.

3.1.1 Drosselgeometrie und Experimentaufbau

Um die Konvergenzeigenschaften durch eine geeignete Geometrie zu optimieren, wurde für die Simulation eine Drossel modelliert, bei der keine scharfkantigen Ecken auftreten. Für das Experiment wurde die gleiche Drossel mit einem Profil entsprechend dem vorgegebenen Netzmodell angefertigt. In Abbildung 3.1 ist das Profil dieser Drossel dargestellt. Die Form entspricht nicht exakt dem damaligen Stand der im Injektor verwendeten Drosseln, es sollte aber zunächst nur geprüft werden, wie genau das Programmmodul ANSYS/Flotran mit einfachen Geometrien rechnet. Die Abweichung von den Dimensionen liegt hauptsächlich im Durchmesser. Man hatte bei der Testdrossel zwar den gleichen Durchmesser wie bei der Rohrleitung im Injektor, aber der Durchmesser der Drossel betrug $D = 0,4$ mm und erlaubte dadurch einen größeren Durchfluss, als er im Injektor erwünscht wäre. Die Kombination aus Fasen an Ein- und Auslasskante und Verrundungen beim Netzmodell finden sich in erster Näherung wieder bei der Testdrossel. Die Größe der Fasen hat auf die Strömung keinen so großen Einfluss, so dass beide Profile zum Vergleich herangezogen werden konnten.

Die experimentelle Untersuchung sollte vorerst nur den einfachen Fall einer Strömung durch die Drossel bei einem Vordruck bis maximal 7 bar und einem Gegendruck von 1 bar durchgeführt werden. Die dabei auftretenden Strömungsgeschwindigkeiten sind so gering, dass die daraus resultierende Reynolds-Zahl nur einen Wert von $Re = 4000$ annimmt. In der Zuleitung ergibt sich auch bei der maximalen Druckbelastung von 7 bar nur eine Reynolds-Zahl von $Re = 2000$.

Ein Schema der Messapparatur ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Zur Druckerzeugung diente ein Drucktank, der über einen Druckregler mit einer Stickstoffdruckflasche verbunden wurde. Mit diesem Druckregler war es möglich, einen Vordruck von bis zu 10 bar anzulegen. Um eine Überlastung des Drucktanks auszuschließen, wurde die Apparatur nur bis 7 bar betrieben. Diese Methode der Druckerzeugung hatte allerdings den Nachteil, dass das unter Druck stehende Dieselöl im Tank im direkten Kontakt mit dem Stickstoff stand. Durch den hohen Druck ging nach einer gewissen Zeit der Stickstoff im Öl in Lösung. Dieses so angereicherte Öl hat damit die Eigenschaft, die einem mit Kohlendioxid versetzten Wasser gleichkommt. Bei einer plötzlichen Entspannung geht der im Fluid gelöste Stickstoff schlagartig in die Gasphase über und es kommt zu einer intensiven und anhaltenden Schaumbildung. Dieser Effekt verstärkt das von Drosseln bekannte Verhalten, dass es bei einer lokalen Druckabsenkung durch ein Geschwindigkeitsmaximum im Extremfall zu Kavitationsbildung kommt. Dieser Kavitationskeim führt zu einer spontanen irreversiblen Gasausscheidung. Eine zusätzliche Gasphase in der Drossel verringert den für das Dieselöl effektiven Drosselquerschnitt und es kann weniger Fluid durch die Drossel und die anschließende Rohrleitung strömen.

Bei der Versuchsdurchführung wurde der Absperrhahn solange geöffnet, bis der Tank entleert war. Dieser Vorgang dauerte zwischen einer und fünf Minuten. Anschließend wurde die Masse des Fluides durch Wiegen bestimmt und dann das Volumen über die Dichte errechnet. Somit konnten sehr präzise Mengenmessungen erreicht werden. Dieser Vorgang wurde für insgesamt 30 verschiedene Druckwerte durchgeführt und als Ergebnis erhielt man eine Kennlinie für die Flussrate in Abhängigkeit von der Druckdifferenz (Abbildung 3.3).

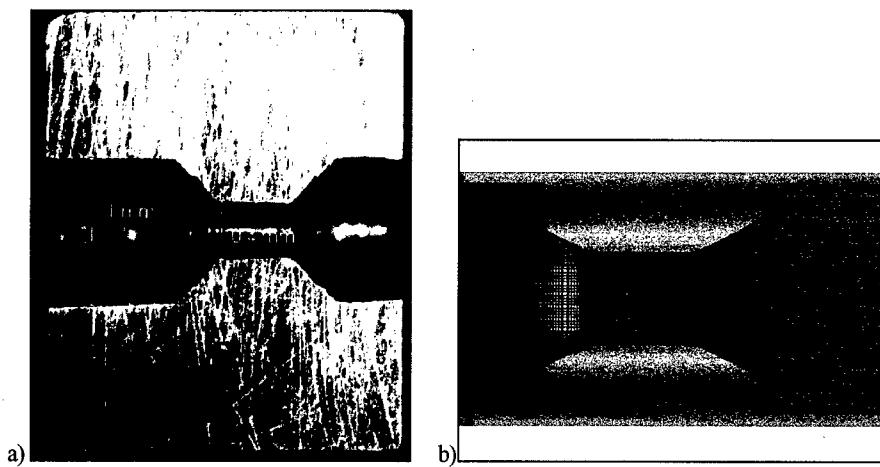


Abbildung 3.1: a) Schnitt durch die Drossel. Der Drossel-Durchmesser von $D = 0,4\text{ mm}$ ist deutlich größer, als der der Injektor-drossel ($0,2\text{ mm} - 0,3\text{ mm}$). Dieses Profil hatte bei der Simulation jedoch bessere Konvergenzeigenschaften und wurde daher im Experiment übernommen. b) das entsprechende ANSYS/Flotran-Modell mit einem farblich abgestuften Druckverlauf bei einem Differenzdruck von 100 mbar . Die beiden Modelle stimmen nicht exakt überein, die Abweichungen sollten hier jedoch vernachlässigt werden.

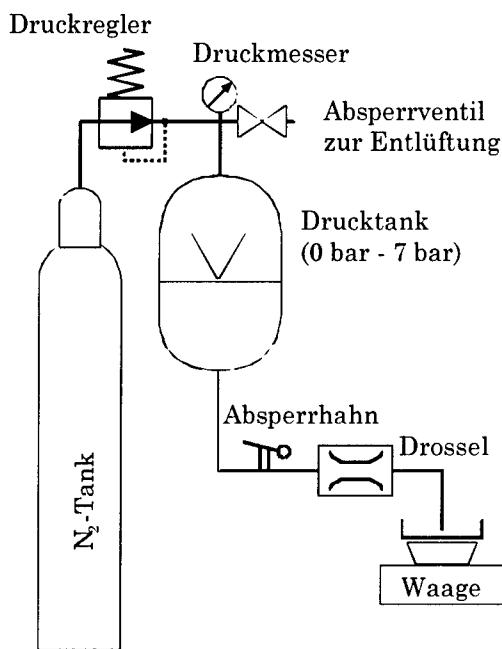


Abbildung 3.2: Skizze der Messapparatur. Über eine Stickstoffflasche wurde ein Drucktank bis zum gewünschten Druck gefüllt. Das Öl in diesem Tank strömte nach Öffnen des Absperrhahns durch die Drossel in einen Auffangbehälter und wurde anschließend abgewogen. Vor dem Neubefüllen des Tanks mit Öl musste dieser erst entlüftet werden.

3.1.2 Ergebnisse

Die in Abbildung 3.3 dargestellten Ergebnisse zeigen die gemessenen Werte für die Durchflussrate in Abhängigkeit von dem an der Drossel anliegenden Druckabfall. Es ist deutlich zu erkennen, dass alle Messpunkte exakt auf einer Kurve liegen, die sich abschnittsweise mit Hilfe von zwei Wurzelfunktionen anfitten ließ. Es musste unterschieden werden, ob in der Drossel Kavitation auftritt und damit der Durchfluss Q nur noch vom anliegenden Vordruck abhängt, oder ob die Strömung frei von Kavitation ist. In diesem Fall hängt der Durchfluss von der Differenz von Vor- und Gegendruck ab. Der Kavitationsumschlagpunkt konnte bei etwa $\Delta p = 3,5$ bar festgestellt werden.

Diese aus dem Experiment stammenden Daten wurden nun verwendet, um die Ergebnisse der Simulation zu überprüfen. Dabei kann allerdings nur der Anteil der Messung für einen Vergleich herangezogen ziehen werden, bei dem keine Entgasung auftrat. Daher

haben die Werte für die Durchflussrate bei einem Differenzdruck oberhalb von $\Delta p = 3,5$ bar keine Bedeutung für die Simulation mehr. Allerdings kann eine Extrapolation des Fits für die Messwerte unterhalb von $\Delta p = 3,5$ bar auch über diesen Wert hinaus zum Vergleich verwendet werden.

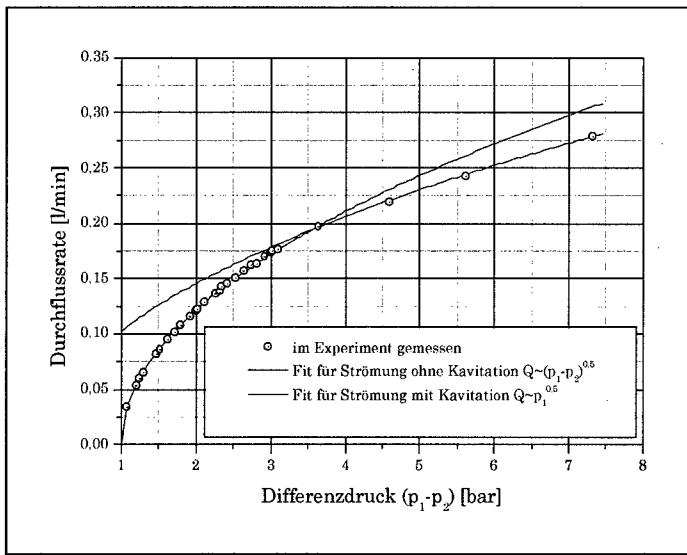


Abbildung 3.3: Gemessene Flussrate. Bei einer Druckdifferenz von ca. $\Delta p = 3,5$ bar trat eine deutliche Gasausscheidung auf. Die Strömung zeigte dann einen kaviterenden Charakter und hing nur noch vom Vordruck p_1 ab ($Q \sim \sqrt{p_1}$). Vor dem Umschlagen hing der Durchfluss von p_1 und von p_2 ab ($Q \sim \sqrt{p_1 \cdot p_2}$).

3.2 Simulation einer Drossel mit ANSYS/Flotran

Analog zu der experimentellen Durchführung wurde ein Gittermodell einer Drossel erstellt, das dem der Testdrossel sehr nahe kommt. In Abbildung 3.1 ist die Aufteilung der Drosselgeometrie in kleine Fluidelemente gut zu erkennen. Der gesamte Strömungsbereich wurde in kleine Zellen unterteilt, wobei die Zellengröße im Bereich der Drossel am kleinsten ist. Das Modell wurde nur zwei-dimensional erstellt, da ein volles 3-D-Modell sehr rechenintensiv ist und mit einer viel größeren Auflösung des Strömungsbereiches auskommen muss. Trotzdem ist auch eine solche Berechnung durchgeführt

worden, um zu überprüfen, ob bei einem vollen 3-D-Modell der Drossel eine Lösung auftritt, die merklich von einer rotationssymmetrischen abweicht.

3.2.1 Vernetzung und Parameter für die numerische Berechnung

Die ersten Berechnungen wurden mit einem Modell durchgeführt, das aus ca. 1500 Elementen bestand. Bei der Vernetzung wurde besonders Wert darauf gelegt, die Gebiete im Inneren der Drossel feiner zu vernetzen als den Rohrbereich vor der Drossel. Der Nachlaufbereich wurde bei zunehmenden Abstand von der Drossel wieder mit größeren Elementen modelliert. Da die Strömung hauptsächlich parallel zur Drosselachse verläuft und die radiale Geschwindigkeitskomponente sehr klein ist, wurde der Rohrbereich mit Zellen modelliert, die in Strömungsrichtung gestreckt waren, wobei die Zellenbreite von der Symmetriearchse zum Rand hin abnahm. Dadurch konnte der höhere Geschwindigkeitsgradient an der Rohrwand besser aufgelöst werden, während entlang der Rohrachse, wo kein Gradient auftritt, Elemente durch die größere Elementbreite eingespart werden konnten. Die Zellenlänge vergrößerte sich mit zunehmenden Abstand zur Drossel.

Die Einlauf- und Nachlaufängen waren so bemessen, dass am Rohrein- und Auslass keine Auswirkungen von der Drossel auf die Strömung zu spüren waren. Eine Länge für den Einlass von 2 mm erwies sich dabei als ausreichend. Für den Auslass mussten jedoch 12 mm einkalkuliert werden, bis sich die Strömung wieder voll ausbilden konnte. Ursprünglich wurde von einem deutlich längeren Nachlauf ausgegangen, um sicher zu gehen, dass das erhaltene Geschwindigkeitsprofil am Auslassbereich des Modells voll entwickelt war. Von dieser Rechnung ausgehend konnte ausgesagt werden, welche Länge die Strömung nach der Störung durch die Drossel benötigt, um sich dem endgültigen Profil bis auf ca. 95% anzunähern.



Abbildung 3.4: Nachlauf des Drosselmodells mit dem Betrag der Geschwindigkeit skaliert. Die Länge von 12 mm wurde so bemessen, dass sich die Strömung nach der Störung der Drossel links wieder voll ausbilden kann und keine Auswirkungen der Drossel auf die Randbedingungen am Auslass aufraten. Die Zellen waren in Strömungsrichtung angeordnet und bei zunehmenden Abstand von der Drossel gestreckt, um die Anzahl der Zellen zu reduzieren.

Ein Ausbilden einer ungestörten Rohrströmung im Nachlauf war notwendig, damit die Randbedingungen am Auslass nicht von der Störung durch die Drossel betroffen sind, sonst würden diese Randbedingungen auf die Strömung in der Drossel rückwirken. Nach

dem gleichen Verfahren wurde die Länge für den Einlass ermittelt. Hier kam man mit einer wesentlich kleineren Länge aus, da sich die Störung durch die Drossel nur wenig entgegen der Strömungsrichtung ausbreitet.

Das Ausbilden der Rohrströmung im Nachlauf geschieht in zwei Phasen. Durch die abrupte Rohrerweiterung kommt es erst zu einem Strömungsabriss an der Kante und ein Außenwirbel tritt in Erscheinung. Die Ausdehnung dieses Wirbels in Strömungsrichtung ist bei kleinen Reynolds-Zahlen proportional zur Reynolds-Zahl [Bad] und es gilt die Beziehung

$$\frac{l_r}{D_{Drossel}} = \alpha \cdot Re \quad \text{mit} \quad \alpha = 0,0603 \cdot \left(\frac{D_{Rohr}}{D_{Drossel}} - 1 \right) - 0,0147. \quad (3.1)$$

Sobald sich die Strömung wieder an der Rohrwand anlegt, wird sich ein stationäres Geschwindigkeitsprofil ausbilden. Als Vereinfachung kann hierbei angenommen werden, dass die Länge hier der Eintrittslänge in Gleichung 7.8 entspricht. Damit gilt auch für die gesamte Nachlauflänge eine Proportionalität zur Reynolds-Zahl. Diese Vermutung wurde auch durch eine Simulation überprüft. Dabei wurde ein Druckabfall bis zu einem maximalen Wert von 890 bar angelegt, entsprechend einer Reynolds-Zahl von $Re = 220\,000$. Eine Austrittsströmung wird ab einer Reynolds-Zahl von $Re = 200$ turbulent, so dass unterhalb dieses kritischen Wertes das Turbulenzmodell deaktiviert werden musste. Das Turbulenzmodell berechnet auch dann eine Turbulenzentstehung aufgrund von lokalen Geschwindigkeitsgradienten, wenn im realen Fall eine stationäre Strömung auftritt. Daher ist der Übergangsbereich, beim Umschlagpunkt von laminarer zu turbulenter Strömung, numerisch nicht eindeutig zu berechnen. Abbildungen 3.5 und 3.6 zeigen wie sich die Strömung in der Nachlaufstrecke bei zunehmender Reynolds-Zahl ausbildet. Als erstes wurden Verhältnisse mit nur sehr kleinen Reynolds-Zahlen berechnet. Dabei war zu beobachten, dass der Druckabfall bei einer rein laminaren Strömung kontinuierlich entlang der Drossel erfolgt und dass der Druck auch nach der Drossel trotz der Querschnittserweiterung nicht weiter ansteigt. Entsprechend der Bernoulli-Gleichung sollte der Druck im Bereich der Kanalverjüngung auf einen minimalen Wert abfallen und bei einer Erweiterung wieder zunehmen. Dieses Gesetz ist bei einer Reynolds-Zahl von $Re = 10$ nicht anwendbar, da diese Strömung von viskosen Kräften bestimmt wird. Die in der Bernoulli-Gleichung vernachlässigten Verlustterme haben bei einer sehr kleinen Reynolds-Zahl tatsächlich einen dominierenden Effekt. Daher weist das Geschwindigkeitsprofil auch eine gut erkennbare Symmetrie auf. Die Trägheitskräfte sind kaum wirksam, daher kommt es sofort nach der Drossel zu einer unmittelbaren Strahlaufweitung, wobei auch ein Strömungsabriss ausbleibt.

Bei zunehmender Reynolds-Zahl bildet sich ein Strahl aus, der weiter in den Nachlauf eindringt. Der Verlauf der Stromlinien verliert dabei den symmetrischen Charakter

bezüglich Ein- und Auslass. Bei sehr kleinen Reynolds-Zahlen sind die Stromlinien bei einer Anströmung von links denen bei einer Anströmung von rechts sehr ähnlich. In Abbildung 3.5 wurde noch ohne ein Turbulenzmodell gerechnet, was ab einer Reynolds-Zahl von ca. 200 dazu führt, dass die Lösung bei der Simulation nicht mehr konvergiert, da sich eine instationäre Strömung ausbildet. In Abbildung 3.6 hingegen ist das k - ε -Modell aktiviert und es zeigte sich, dass die Strecke bis zum Ausbilden einer Rohrströmung kaum von der Reynolds-Zahl abhängt. Es sind allerdings nur die zeitlich gemittelten Geschwindigkeiten dargestellt.

Auch beim Druckprofil zeigten sich bei zunehmender Reynolds-Zahl deutliche Veränderungen. Der kleinste Druckwert tritt nicht mehr am Rohrauslass auf, sondern im letzten Drittel innerhalb der Drossel. Bei einer höheren Reynolds-Zahl überwiegen Trägheitskräfte und die Bernoulli-Gleichung erlangt bis zur Rohrerweiterung ihre Gültigkeit. Daher ist mit der Abnahme des Querschnitts durch die Drossel eine Druckabnahme verbunden. Bei sehr großen Reynolds-Zahlen tritt das Druckminimum nicht in Drosselmitte auf, sondern es liegt dicht hinter der Auslasskante. Es stellte sich bei späteren Berechnungen heraus, dass sich das Druckminimum bei einer anderen Drosselgeometrie auch nach der Einlasskante ausbilden kann.

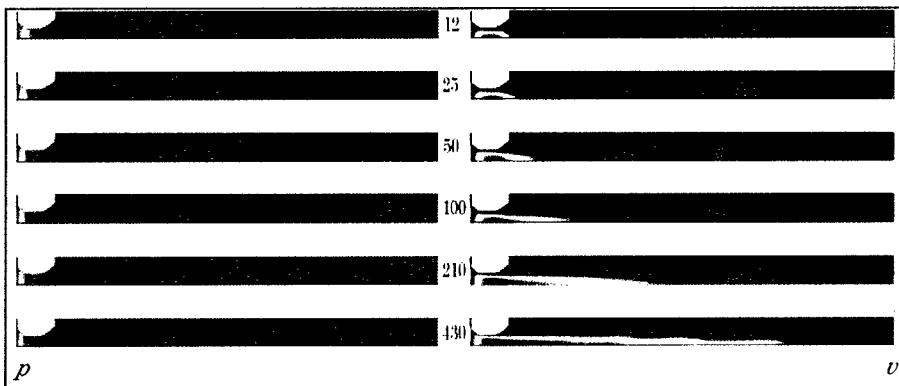


Abbildung 3.5: Druck- und Geschwindigkeitsprofil im Nachlauf bei unterschiedlichen Reynolds-Zahlen. Die Berechnungen erfolgten ohne Turbulenzmodell und zeigen, wie sich die Strömung bei zunehmender Reynoldszahl in den Nachlauf ausdehnt. Ganz oben ($Re = 12$) ist das Geschwindigkeitsprofil fast symmetrisch und der Druck nimmt auf Grund viskoser Wandreibung in Strömungsrichtung ab. Das zweite Bild von unten zeigt den Umschlagpunkt bei $Re = 200$. Ganz unten ist die Strömung turbulent ($Re = 400$) und kann nicht mehr ohne Turbulenzmodell berechnet werden.

Als Randbedingungen wurden für die ersten Berechnungen Druckrandbedingungen an Ein- und Auslass gewählt. Weiterhin waren Geschwindigkeitsrandbedingungen an den Begrenzungen des Modells aufgebracht, um den Wandhaftbedingungen zu entsprechen.

Um eine Beschleunigung bei der Konvergenz herbeizuführen, wurden als zusätzliche Randbedingungen auch an Ein- und Auslass die radialen Geschwindigkeitskomponenten gleich Null gesetzt. Dadurch war gewährleistet, dass in diesem Bereich unphysikalische Lösungen ausgeschlossen werden. Bei dieser Geometrie waren mehr als 500 Iterationen erforderlich, bis eine Konvergenz erreicht wurde. Weitere Iterationen führten dann zu keinen abweichenden Resultaten.

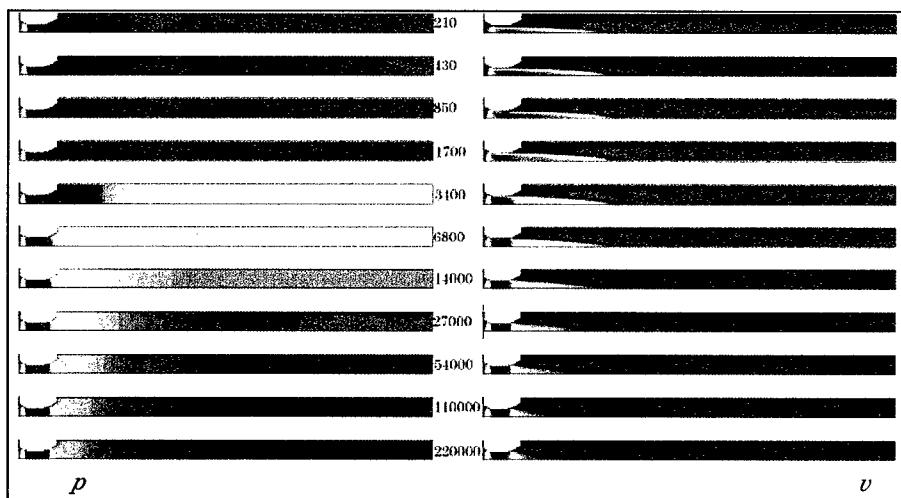


Abbildung 3.6: Links ist das Druck- und rechts das Geschwindigkeitsprofil in Nachlauf bei den angegebenen Reynolds-Zahlen dargestellt. Die Berechnungen erfolgten mit dem k - ϵ -Modell und zeigen, wie sich die Strömung bei zunehmender Reynolds-Zahl in den Nachlauf ausdehnt. Die Strecke, die das Fluid braucht, um wieder eine Rohrströmung auszubilden, ist von der Reynolds-Zahl unabhängig. Bei größeren Strömungsgeschwindigkeiten bildet sich in der Drossel ein lokales Druckminimum aus, dessen Absenkung gegenüber dem Einlassdruck den Wert der Druckdifferenz an der Drossel um ein Vielfaches übertreffen kann.

3.2.2 Gültigkeitsprüfung der Simulation

Im folgenden gilt es zu überprüfen, ob die Lösung der Simulation in sich konsistent ist. Von einem Ergebnis der Simulation muss verlangt werden, dass an jedem Kontrollvolumen des Modells die Massenbilanz erfüllt ist. Diese Bedingung ist im Unterschied zur

FV-Methode bei dem in ANSYS/Flotran eingesetzten Berechnungsverfahren nicht von vornherein gewährleistet. Um die Kontinuität zu überprüfen, musste der Fluss durch den Rohr- bzw. Drosselquerschnitt an mehreren Stellen entlang des gesamten Simulationsmodells berechnet werden. Dabei sollten keine Abweichungen bei den erhaltenen Werten auftreten.

Der Durchfluss berechnet sich durch Aufsummieren aller Geschwindigkeitswerte im Querschnitt unter Berücksichtigung der radialen Koordinate und der Knotenabstände in radialer Richtung.

Betrachtet man alle n Knoten senkrecht zur Drosselachse, dann ist deren radiale Koordinate r_i und die berechnete Geschwindigkeit an dieser Koordinate v_i . Diese Knoten sind nach aufsteigenden r_i sortiert und nummeriert von 1 bis n . Der gesamte Durchfluss Q durch den Querschnitt berechnet sich mit

$$Q = \sum_{i=1}^{n-1} \pi (r_{i+1} - r_i) (v_{i+1} r_{i+1} + v_i r_i). \quad (3.2)$$

Der Fluss am Einlass der Geometrie wurde dabei auf 100% normiert. Dadurch fällt es leichter, die Abweichungen im restlichen Strömungsgebiet zu beurteilen. Abbildung 3.7 zeigt, dass dieses wichtige Kriterium der Massenerhaltung sehr gut erfüllt ist. Es ist zu erkennen, dass im gesamten Einlassbereich, bis zur vorderen Drosselkante bei 2mm, keine Abweichungen im Fluss auftreten. Im Bereich der Drossel (2 mm bis 3 mm) nimmt der Fluss um ca. 1% zu und fällt um den gleichen Wert wieder ab. Im Nachlauf der Drossel nimmt der Fluss wieder einen konstanten Wert an, der um 0,4% höher liegt, als der Wert am Einlass. Die Abweichungen können zum Teil durch das Integrationsverfahren auftreten, das zwar den Fluss aus den Geschwindigkeiten an Netzgitterpunkten in 2. Ordnung berechnet, aber dennoch einem Fehler unterliegt, der von der Unterteilung der Elemente auf den Querschnitt abhängt. Trotzdem ist die Genauigkeit für die Berechnung der anderen Strömungsgrößen absolut gesehen völlig ausreichend.

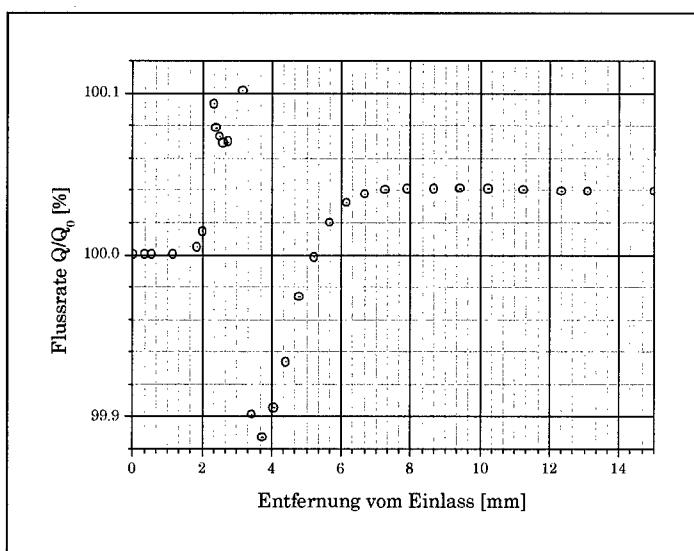


Abbildung 3.7: Kontinuität der Drosselströmung. Dargestellt ist die Änderung des Volumenflusses entlang des Drosselmodells. Dabei sind die Werte bezogen auf den Durchflusswert am Rohreinlass, der mit 100% festgelegt worden ist. Die erhaltenen Abweichungen sind minimal und liegen im Bereich des numerischen Fehlers, der bei der Bestimmung des Flusswertes auftritt.

Ein weiterer Punkt, der berücksichtigt werden musste, ist die Energieerhaltung. Entlang einer Stromlinie gilt die Bernoulli-Gleichung (2.2) für nichtviskose und inkompressible Strömungen. Sie besagt, dass die Summe aus dem statischen Druck und dem Staudruck konstant ist. Diese Beziehung muss auch die Simulation wiedergeben. Es kommt jedoch in der Drosselströmung zu Energieverlusten, die sowohl durch die Viskosität des Fluides verursacht als auch durch Stoßverluste hervorgerufen werden. Daher ist die Energieerhaltung nur beschränkt beobachtbar und die Summe von Staudruck und statischen Druck muss entlang der Stromlinien abnehmen. Dies wird besonders dann deutlich, wenn kinetische Energie nicht nur durch Reibung, sondern auch durch Wirbelbildung in turbulente Energie umgewandelt wird. Beim Auftragen der beiden Druckwerte ist daher genau erkennbar, wo in der Drossel der Energieverlust wirksam ist. Abbildung 3.8 zeigt die Beziehung zwischen Staudruck und statischen Druck entlang der Drosselachse bei einer Berechnung mit einem Differenzdruck von 50 bar. Bei der Rohrverengung bei 2 mm nimmt die Geschwindigkeit um etwa den Faktor 6 zu, wobei sich der Staudruck um den quadratischen Wert vergrößert. Das hat zur Folge, dass der Druck um den gleichen Betrag abnimmt. Rein rechnerisch ergeben sich sogar negative Werte für den statischen

Druck. Die Summe von Staudruck und statischen Druck nimmt jedoch leicht zu. Das ist physikalisch nicht möglich und zeigt, dass die numerische Berechnung des Druckes mit Ungenauigkeiten verbunden ist. Dagegen ist sehr gut zu sehen, dass entlang der Drosselachse bis zu 1 mm nach der Drossel, was in etwa der Drossellänge entspricht, keine nennenswerte Verluste auftreten. Das macht deutlich, wie die Verluste durch die Drossel wirksam werden.

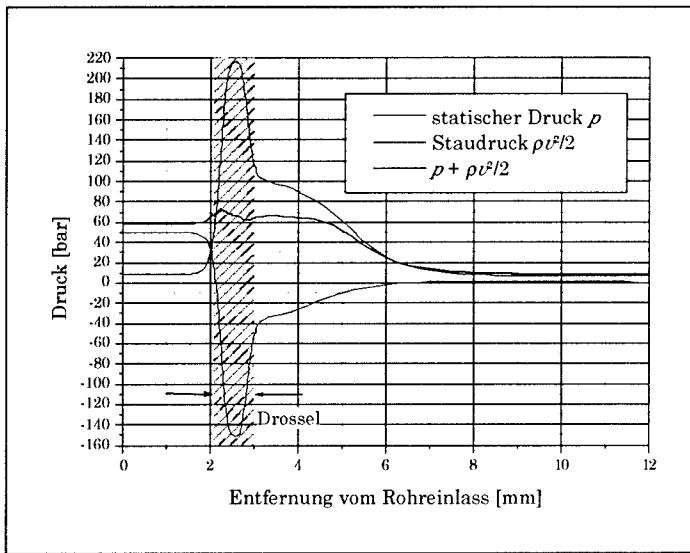


Abbildung 3.8: Entwicklung des statischen Drucks und des Staudrucks beim Durchströmen der Drossel. Bei einem Vordruck von 50 bar resultierte am Einlass auf Grund der Geschwindigkeit ein Staudruck von ca. 10 bar. Nach Bernoulli sollte die Summe der beiden Druckwerte konstant bleiben. Ab etwa 1 mm hinter der Drossel nimmt dieser Wert ab, was auf turbulente Verluste hindeutet.

3.2.3 Vergleich mit Experimenten

Im folgenden wird erklärt, welche Strömungscharakteristiken sich bei der Simulation ergaben und wie sie mit den experimentellen Ergebnissen übereinstimmen. Wie bei den Experimenten sollte das Geschwindigkeitsfeld bei einem fest gewählten Vor- und Gegendruck und damit der Fluss durch die Drossel berechnet werden. Zugleich sollen die Simulationsresultate auch mit den theoretischen Überlegungen mit der Bernoulli-Gleichung verglichen werden. Entsprechend Gleichung 2.13 kann für diese Geometrie

unter Einbeziehung der verrundeten Kanten ein Widerstandsbeiwert von $\mu = 1,22$ angenommen werden. Die theoretisch vorhergesagte parabelförmige Kennlinie ist zusammen mit den Ergebnissen aus der Simulation und den experimentellen Resultaten in Abbildung 3.9 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Simulationsergebnisse recht gut mit den gemessenen Durchflussraten übereinstimmen. Die Abweichungen zwischen Simulation und Experiment bei kleineren Druckwerten als dem kritischen Differenzdruck, bei dem im Experiment Kavitation auftrat, waren kleiner als 8%. Damit weisen die numerisch berechneten Ergebnisse eine Genauigkeit auf, die erforderlich ist, um durch weitere Simulationen den Einfluss der Geometrie zu bestimmen. Allerdings kann bei dieser Genauigkeit nur ein tendenzieller Einfluss der Geometrie richtig wiedergegeben werden.

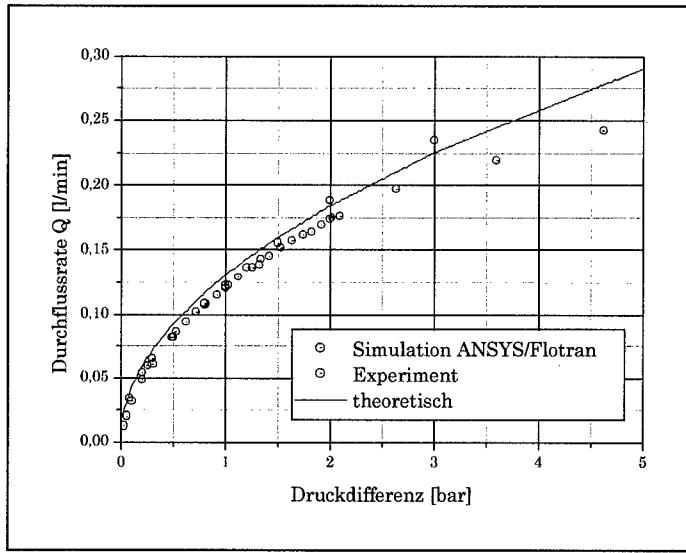


Abbildung 3.9: Vergleich von Simulation mit experimentellen Daten und theoretischen Berechnungen. Die Differenzen zwischen den Simulationsergebnissen und der theoretischen Kurve betragen weniger als 10%.

3.2.4 Einfluss der Vernetzung

Ein weiteres Kriterium für die sinnvolle Durchführung einer Simulation ist der Einfluss der Feinheit der Netzauflösung auf die berechneten Strömungsgrößen. Um diesem Gesichtspunkt nachzugehen, wurde ein weiteres Drosselmodell generiert, bei dem die

Randbedingungen identisch waren, der Innenbereich jedoch erheblich feiner vernetzt wurde. Dabei wurde versucht, die Auflösung im Rohr möglichst beizubehalten und dafür an den Stellen die Anzahl der Elemente zu erhöhen, an denen die Simulationen große Gradienten in den Strömungsgrößen Druck und Geschwindigkeit lieferten. Dies war notwendig, da der numerische Fehler aufgrund der Diskretisierung in den Gebieten maximal wird, wo die Vernetzung nicht ausreicht, um Gradienten aufzulösen. Bei dem neuen Modell erhöhte sich damit die Anzahl der Elemente auf ca. 4000.

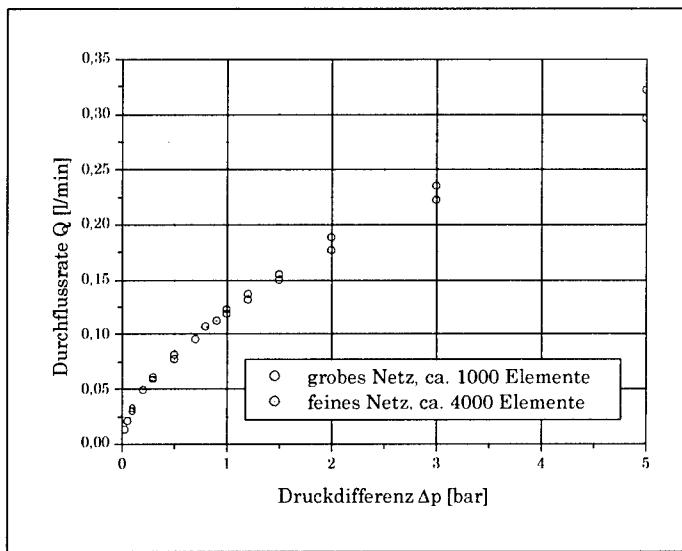


Abbildung 3.10: Dargestellt sind die aus Simulationen gewonnen Durchflussraten bei unterschiedlicher Netzauflösung. Der Einfluss der Netzfeinheit ist hier mit ca. 7% erheblich und lässt darauf schließen, dass die Feinheit noch nicht ausreicht, um den Diskretisierungsfehler zu minimieren.

Wiederum wurden Simulationen durchgeführt und das Geschwindigkeitsprofil bei fest vorgegebenen Druckunterschieden zwischen 1 mbar und 5 bar berechnet. In Abbildung 3.10 ist das Ergebnis der Durchflussrate der Simulationen mit dem feinen Netz und nochmals vergleichsweise die Ergebnisse der Simulationen mit dem groben Netz aufgezeigt. Die Abweichungen beider Ergebnisse betragen hier bei einem maximalen Differenzdruck bis zu 7% und nehmen bei sinkendem Druckunterschied deutlich ab. Die Berechnungen mit dem feinen Netz passen erheblich besser mit den experimentellen Daten überein. Dieser Vergleich zeigt insbesondere, dass der Einfluss der Netzauflösung

eine dominierende Rolle spielt. Deshalb sollte die Netzaufteilung bei einer Untersuchung des Einflusses des Drosselprofils auf die Durchflussrate möglichst nicht verändert werden.

3.2.5 Berechnung des Kavitationsumschlagpunktes

Das Experiment ergab, dass der Vordruck bei einer kavitationsfreien Strömung höchstens 2,3 bar betragen durfte. Ab diesem Umschlagpunkt folgt die Durchflusskennlinie einer Parabel, die nur von dem Vordruck abhängt. Dieses Ergebnis ist in der Simulation nicht beobachtet worden. Die Simulation berücksichtigt auch keine Materialeigenschaften und kann den Phasenübergang beim Auftreten von Kavitation nicht berechnen. Aus diesem Grund ist die Simulation nicht in der Lage, die Strömung oberhalb des Umschlagpunktes zu berechnen. Daher ist es auch nicht verwunderlich, dass im Inneren des Drossels auch negative Druckwerte auftreten. Das ist zwar physikalisch nicht sinnvoll, hat aber bei der Simulation keine weitere Bedeutung. In den Strömungsdifferentialgleichungen für inkompressible Fluide ist die Entwicklung der Geschwindigkeit nicht vom absoluten Druck, sondern vom lokalen Druckgradienten abhängig. Treten in einer Simulation negative Druckwerte auf, verliert die Rechnung deswegen nicht ihre Gültigkeit. Das absolute Druckniveau kann durch die Druckrandbedingungen frei gewählt werden. Um die Simulationsergebnisse auf reale Verhältnisse zu übertragen, muss daher das Druckniveau mindestens um den Betrag des negativen Druckminimums angehoben werden. Dadurch wird ausgeschlossen, dass der lokale statische Druck im Inneren der Drossel negative Werte erreicht. Genaugenommen tritt Kavitation bei Erreichen des Dampfdrucks auf, der aber im Vergleich zu den betrachteten Druckunterschieden sehr niedrig ist und bei den Berechnungen mit 0 bar gleichgesetzt werden kann.

Für den Einsatz der Drosseln im Injektor ist es wichtig, den Umschlagpunkt einer Drossel zu kennen. Entsprechend der analytischen Herleitung sollte dieser auftreten, wenn

$$\frac{\Delta p_{krit}}{p_{vor}} = \frac{1}{\mu^2} \cdot \frac{m^2}{(1-m)} \quad \text{mit} \quad m = \frac{D_{Drossel}^2}{D_{Rohr}^2} \quad (3.3)$$

erfüllt ist. Δp_{krit} bezeichnet den kritischen Druckunterschied bei fest vorgegebenem Vordruck p_{vor} . Das bedeutet, dass das Verhältnis der kritischen Druckdifferenz zum Vordruck einen konstanten Wert besitzt, der nur von der Drosselgeometrie abhängt. Das Auftreten des Umschlagpunktes lässt sich mit der Druckskalierung in der Simulation ähnlich durchführen. Dabei wurde das Verhältnis der kritischen Druckdifferenz zum Vordruck berechnet mit

$$\frac{\Delta p_{krit}}{p_{vor}} = \frac{p_1}{(p_1 - p_{min})} \quad (3.4)$$

wobei mit p_1 der in der Simulation berechnete Druck am Rohreinlass bezeichnet ist und p_{\min} das berechnete Druckminimum innerhalb der Drossel kennzeichnet. Als Randbedingung für den Gegendruck wird dabei das Referenzniveau $p_{\text{gegen}} = 0$ bar gesetzt. In Abbildung 3.6 ist bei den Druckverläufen gut zu erkennen, dass sich das lokale Druckminimum nicht über den gesamten Drosselquerschnitt erstreckt, sondern sich auf den Randbereich direkt hinter der Auslasskante konzentriert. Das wird besonders bei hohen Durchflussraten deutlich. Je größer die Strömungsgeschwindigkeit, desto ausgeprägter ist die Ausbildung eines lokal eng begrenzten Druckminimums, dessen Wert weitaus niedriger ist, als der des Druckwertes in der Drosselmitte. Bei kleinen Reynolds-Zahlen ist der Bereich in der Drosselmitte blau, also liegt dort der absolut niedrigste Druckwert vor. Bei großen Reynoldszahlen findet sich das blau dargestellte Druckminimum am Rand und besitzt einen viel niedrigeren Wert, als durch die Beziehung in Gleichung 3.3 zu erwarten wäre. Der Grund dafür liegt an der Umströmung einer Kante. Soll das Fluid der Kontur einer Kante bei einer sehr hohen Anströmgeschwindigkeit folgen, sind dazu sehr hohe Druckgradienten notwendig. Es gilt dabei für ein Fluidteilchen, das mit einer Geschwindigkeit v eine Bahn durchlaufen muss, welche eine Krümmung mit einem Radius r aufweist, folgende Beziehung für den Druckgradienten senkrecht zur Bahntangente

$$\frac{dp}{dr} = p \cdot \frac{v^2}{r}. \quad (3.5)$$

An einer umströmten Kante kann der Krümmungsradius der Stromlinie fast beliebig klein und damit auch der Druckgradient sehr groß werden, was einen sehr niedrigen Druckwert zu Folge hat.

Die Simulation hat also gezeigt, dass der Wert des Druckminimums nicht nur über die Strahleinschnürung erklärt werden kann, sondern dass auch andere Effekte zu einem Druckabfall führen. Somit folgt, dass das Verhältnis zwischen kritischem Druckabfall und Vordruck nicht konstant ist. In Abbildung 3.11 ist zu erkennen, dass das bei der Simulation erhaltene Ergebnis ausschließlich bei kleinen Druckdifferenzen, das heißt bei kleinen Reynolds-Zahlen, mit dem analytisch berechneten Wert übereinstimmt. Bei größeren Reynolds-Zahlen bewirkt die lokale Drucknahme an Kanten eine Kavitationsbildung. Da der Druckwert nur dann genau berechnet werden kann, wenn die Netzauflösung fein genug ist, um den Gradienten aufzulösen, wurde die Berechnung des Druckminimums auch mit einem Drosselmodell durchgeführt, das den Bereich im Inneren der Drossel deutlich genauer auflöst. Es war zu beobachten, dass die Werte des minimalen Druckwertes bei den beiden verschiedenen Netzauflösungen sehr stark von einander abwichen. Bei der genauen Untersuchung des Druck- und Geschwindigkeitsprofils muss daher eine optimale Netzauflösung gefunden werden.

Die Simulationen haben deutlich gemacht, dass die mit ANSYS/Flotran numerisch berechneten Ergebnisse die Resultate aus den Experimenten mit einer befriedigenden Genauigkeit wiedergeben können. Der Fehler für die Durchflussrate liegt in einem zwar recht hohen Rahmen von 10%, der es aber dennoch erlaubt, weitere Simulationen zu befürworten, um den Einfluss verschiedener Drosselprofile auf das Durchflussverhalten genauer zu untersuchen. Die im Detail erhaltenen Werte für Druck und Geschwindigkeiten im Strömungsbereich hängen an Stellen mit hohen Gradienten enorm von der Netzaufteilung ab und es waren hohe Abweichungen zwischen den Simulationen aufgetreten.

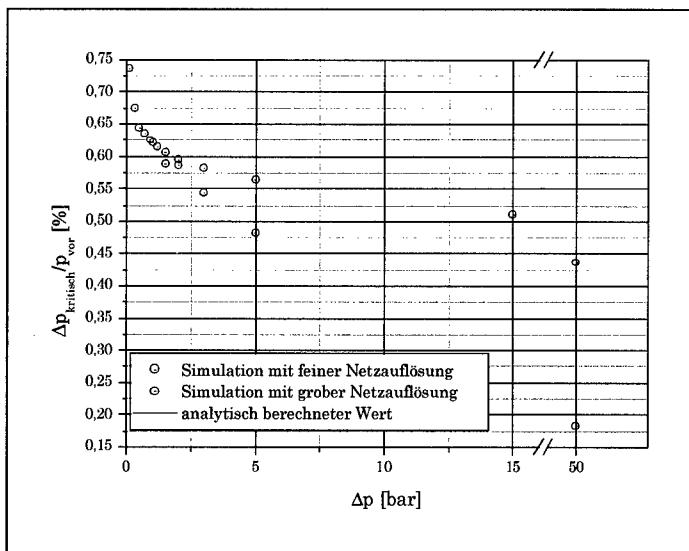


Abbildung 3.11: Verhältnis von Druckunterschied zu Vordruck bei Einsetzen von Kavitation. Eine analytische Berechnung führt zu einem konstanten Verhältnis. Durch die Umströmung von Kanten wird bei größeren Reynolds-Zahlen die Kavitationsbildung begünstigt. Der Wert des berechneten Druckminimums ist deutlich von der Netzaufteilung abhängig.

3.2.6 Vergleich mit einem 3-dimensionalen Modell

ANSYS/Flotran bietet die Möglichkeit, von Symmetrieeigenschaften Gebrauch zu machen. Da die Drossel eine Zylindersymmetrie aufweist, wurde das Drosselmodell auf zwei Dimensionen beschränkt. Das führt jedoch dazu, dass auch der Lösung eine Zylindersymmetrie aufgezwungen wird. Diese Einschränkung kann im allgemeinen bei Strahlablösungen nach Querschnittserweiterungen nicht getroffen werden. Auch bei symmetrischen Geometrien sind Lösungen möglich, die selbst keine Symmetrie aufweisen. Inwieweit diese Reduzierung auf ein 2-dimensionales Problem zulässig ist, zeigt der Vergleich der Berechnung mit einem entsprechenden 3-dimensionalen Modell. Allerdings musste die Anzahl der Knoten in radialer Richtung reduziert werden. Dies war notwendig, um die Gesamtzahl aller Knoten und Elemente auf ca. 45000 zu begrenzen und damit die Rechenzeit auf einem erträglichen Maß zu halten.

Aus Konvergenzgründen war es besonders wichtig, für die ersten Iterationen als Druckrandbedingungen nicht den vollen Differenzdruck zu wählen, sondern mit einem erheblich kleineren Wert zu starten. Der Differenzdruck wurde in Schritten von jeweils ca. 100 Iterationen bis zum Endwert erhöht.

In Abbildung 3.12 ist gut zu erkennen, dass bei der Lösung für den Druck eine leichte Abweichung von einer Zylindersymmetrie auftritt. Diese Abweichung, die sich hauptsächlich im Bereich der Wiederanlegezone zeigte, war nur sehr klein und für eine qualitative Betrachtungen des Strömungsprofils nicht von Bedeutung. Auch experimentelle Untersuchungen bestätigten nur eine kleine Abweichung von einer achsensymmetrischen Strömung [Dur3]. Von größerer Relevanz war die Frage, ob sich die absoluten Durchflusswerte im Vergleich zum 2d-Modell geändert haben.

Ein Vergleich mit der 2d-Simulation ließ eine besonders gute Übereinstimmung an Ein- und Auslass erkennen, was darauf hinwies, dass allein zur Durchflussberechnung eine Reduzierung auf ein 2-dimensionales Problem auch mit groben Netz zulässig ist.

Das gleiche Resultat lieferte auch die 2d-Berechnung mit einem feinerem Netz. Diese Übereinstimmung führte zu der Vermutung, dass sowohl das grobmaschige 3d-Modell als auch das fein vernetzte 2d-Modell der für dieses Strömungsproblem erforderlichen Rasterauflösung genügen. Eine zeitaufwendige 3d-Berechnung war nicht angebracht, da sich die Lösungen von 3d- und 2d-Berechnungen im Durchfluss kaum unterscheiden.

Es ergaben sich jedoch Unstimmigkeiten in den Lösungen für den Druck entlang der Drosselachse. Das fein vernetzte 2d-Modell erbrachte im Inneren der Drossel auffallend höhere Werte für den Druck, während sich die Lösungen des grobmaschigen 2d-Modells und 3d-Modells diesbezüglich wenig unterschieden. Diese Diskrepanz ist daher auf eine ungenügende Vernetzung sowohl im grobmaschigen 2d-Modell als auch im 3d-Modell

zurückzuführen. Für die genaue Berechnung des Druckverlaufs im Inneren der Drossel muss auf jeden Fall ein Modell mit sehr feinem Raster verwendet werden. Es ist also wesentlich günstiger, die Rechenzeit in eine feine Netzauflösung zu investieren, als ein volles 3d-Modell zu berechnen.



Abbildung 3.12: Mit einem 3d-Modell berechneter Druckverlauf. a) Der Schnitt zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit einem Druckprofil eines achsensymmetrischen 2d-Modells. b) Die Lösung für den Druck weist eine geringe Abweichung von einer Achsensymmetrie auf, die jedoch bei der Berechnung des Volumenflusses keine Rolle spielt. Gerechnet wurde bei einem Druckabfall von $\Delta p = 1,5$ bar.

Kapitel 4 Parameterstudie für eine Variation der Drosselgeometrie

Die ersten Simulationen haben zusammen mit den experimentell bestimmten Ergebnissen gezeigt, dass die Genauigkeit der berechneten Strömungsgrößen nicht ausreicht, um die Vorgänge in einer Drossel exakt wiederzugeben. Trotzdem scheint die Durchführung einer Parameterstudie mit verschiedenen Drosselprofilen möglich, wenn man bei der Vernetzung darauf achtet, dass keine großen Abweichungen zwischen verschiedenen Drosselmodellen bezüglich der Netzauflösung auftreten. Der Einfluss der Drosselgeometrie muss in den Ergebnissen der Simulationsrechnungen richtig wiedergegeben werden. Die auftretenden Energieverluste sind maßgeblich von den Parametern der Drosselgeometrie abhängig. Variiert wurden in der durchgeföhrten Studie folgende Geometrieparameter:

1. Rohrdurchmesser, D_I
2. Drosseldurchmesser, D_2
3. Drossellänge, L
4. Verrundungsradius an der Einlasskante, R_1
5. Verrundungsradius an der Auslasskante, R_2
6. Konizität (unterschiedliche Drosseldurchmesser für Ein- und Auslass), $D_{Einlass}$, $D_{Auslass}$

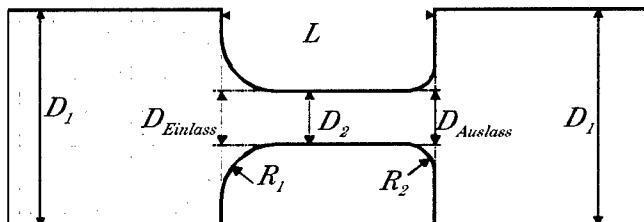


Abbildung 4.1: Skizze der Drosselgeometrie

4.1 Berechnung des Einflusses von Geometrieparametern

Um den Einfluss von Geometriegrößen auf den Durchflußbeiwert von Drosseln zu bestimmen, wurde eine Drosselströmung an einer Drossel simuliert, an der ein Druckgefälle von $100 \cdot 10^5$ Pa (100 bar) anliegt. Der bei der Simulation erhaltene Wert für die Durchflussrate wurde zum Vergleich der Drosseln herangezogen. Als Ausgangspunkt der Untersuchung dienten zwei Drosseln die in ihren Dimensionen den beiden Drosseln im Injektor in etwa entsprechen:

Rohrdurchmesser D_1	1 mm
Drosseldurchmesser am Einlass, $D_{Einlass}$	250 µm bei der Zulaufdrossel (350 µm bei der Auslassdrossel)
Drosseldurchmesser am Auslass, $D_{Auslass}$	250 µm bei der Zulaufdrossel (350 µm bei der Auslassdrossel)
Drossellänge, L	1 mm
Verrundungsradius am Einlass, R_1	$0,05 \cdot D_{Einlass} = 12,5$ µm (bzw. 17,5 µm)
Verrundungsradius am Auslass, R_2	$0,05 \cdot D_{Auslass} = 12,5$ µm (bzw. 17,5 µm)

Tabelle 4.1: Daten der Drosselgeometrie

4.1.1 Variation des Drosseldurchmessers

Der Drosseldurchmesser ist die geometrische Größe, die den Durchflußbeiwert maßgeblich bestimmt. Je kleiner der Durchmesser, desto größer ist die Stufe in der Strömung und damit die sich daran ausbildende Turbulenzzone.

Untersucht wurde bei einem konstanten Rohrdurchmesser die Durchflussänderung bei einer Variation des Drosseldurchmessers von 230 µm bis 380 µm in Schrittweiten von 30 µm. Der Verrundungsradius an Ein- und Auslasskante betrug jeweils 5% des Drosseldurchmessers.

Als Ergebnis ergab sich ein nichtlinearer Anstieg der Durchflussmenge bei zunehmendem Querschnitt. Als Näherung zeigte sich ein Verlauf entsprechend einer Potenzfunktion, wobei ein Exponent $\exp \approx 2,5$ ermittelt wurde.

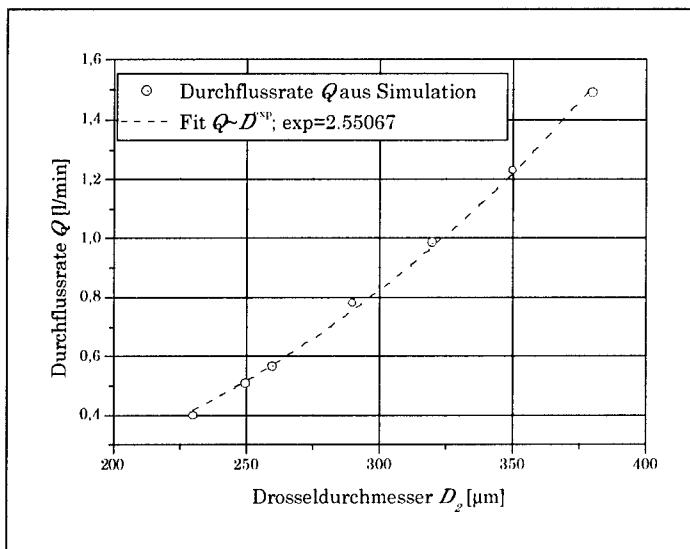


Abbildung 4.2: Durchfluss in Abhängigkeit vom Drosseldurchmesser; Rohrdurchmesser $D_1 = 1 \text{ mm}$; Drossellänge $L = 1 \text{ mm}$; Verrundungsradien jeweils 5% des Drosseldurchmessers.

4.1.2 Variation der Drossellänge

Direkt nach der Einlasskante weicht das Strömungsprofil deutlich von einer vollausgebildeten Rohrströmung ab. Einerseits hat der radiale Geschwindigkeitsverlauf keine Parabelgestalt, andererseits kommt es nach der Einlasskante zu einer Turbulenzbildung. Beim weiteren Durchströmen der Verengung wird die Strömung sich einer vollausgebildeten Rohrströmung im Drosselkanal annähern, was mit einem Energieverlust verbunden ist. Ist dieser Zustand erreicht, machen sich bei zusätzlicher Drossellänge Reibungsverluste aufgrund von Wandreibung bemerkbar. Das führt zu einem linear ansteigenden Druckverlust bei zunehmender Länge. Bei den hier betrachteten Drosseltypen ist die Drossellänge bei weitem nicht ausreichend, um eine vollausgebildete Rohrströmung innerhalb der Drossel zu ermöglichen.

Untersucht wurde die Durchflussänderung bei einer Variation der Drossellänge von 0,8 mm bis 1,2 mm in Schrittweiten von 0,1 mm für die beiden Drosseldurchmesser $D_2 = 250 \mu\text{m}$ und $D_2 = 350 \mu\text{m}$. Der Verrundungsradius betrug jeweils 5% des Drosseldurchmessers.

Es erwies sich, dass der Einfluss auf den Durchfluss durch eine Variation der Drossellänge nur sehr gering ist. Eine relative Längenänderung führt nur zu einer geringen relativen Änderung des Flusses.

$$\frac{\Delta Q}{Q} \approx \frac{1}{4} \frac{\Delta L}{L} \quad (\text{Drosseldurchmesser } D_2 = 250 \mu\text{m}); \text{ bzw.}$$

$$\frac{\Delta Q}{Q} \approx \frac{1}{6} \frac{\Delta L}{L} \quad (\text{Drosseldurchmesser } D_2 = 350 \mu\text{m})$$

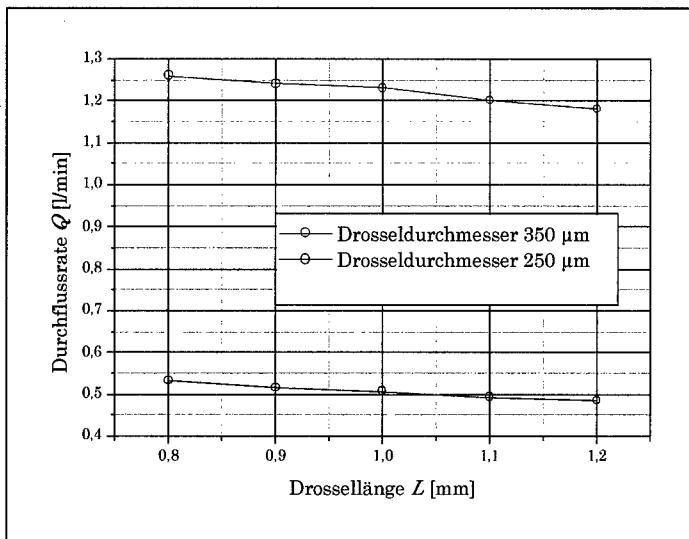


Abbildung 4.3: Durchfluss in Abhängigkeit von der Drossellänge; Rohrdurchmesser $D_1 = 1 \text{ mm}$; Verrundungsradien jeweils 5% des Drosseldurchmessers.

4.1.3 Simultane Variation beider Verrundungsradien

Die Größe des Strömungswiderstandes einer Verengung in einem Rohr hängt auch davon ab, ob die Verengung sprunghaft oder stetig erfolgt. Bei einer ausreichend langsam verlaufenden Verkleinerung des Rohrquerschnitts und ebensolcher anschließender Erweiterung bildet sich keine Rezirkulationszone aus und der Strömungswiderstand nimmt einen verhältnismäßig kleinen Wert an. Bei einer unstetigen Verengung in Form eines Kastenprofils ist das Fluid nicht in der Lage, die scharfe Kante laminar zu

umströmen. Ein Totraum und eine turbulente Durchmischungszone treten infolge der Trägheit des Fluids auf. Wie sehr sich in einem solchen Fall eine kleine Verrundung auf den Strömungswiderstand auswirkt, wurde hier ermittelt.

Untersucht wurde die Änderung der Durchflussrate bei einer gleichzeitigen Variation der Verrundungsradien an Ein- und Auslasskante von 2% bis 40% bezogen auf den Drosseldurchmesser. Die Drossellänge L betrug 1 mm.

In Abbildung 4.4 ist zu erkennen, dass der Durchfluss bei zunehmender Verrundung leicht abnimmt. Das ist zunächst verwunderlich und kann physikalisch nicht erklärt werden. Es scheint, dass die numerische Berechnung hier nicht korrekte Ergebnisse liefert und es wäre daher angebracht, dieses Verhalten durch eine getrennte Verrundung von Ein- und Auslasskante genauer zu untersuchen.

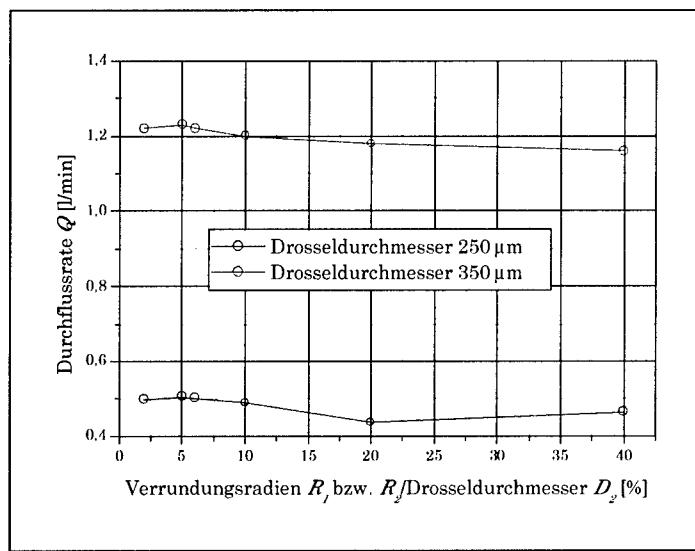


Abbildung 4.4: Durchfluss in Abhängigkeit der Verrundungsradien an Ein- und Auslasskante. Die Radien wurden gleichzeitig von 2% bis 40% bezogen auf den Drosseldurchmesser variiert. Rohrdurchmesser $D_I = 1 \text{ mm}$; Drossellänge $L = 1 \text{ mm}$.

4.1.4 Separate Variation der Verrundungsradien

Um genauere Aussagen über die Auswirkungen der Verrundungen treffen zu können, war es notwendig, getrennt Ein- und Auslasskante zu betrachten. Es besteht dabei eine

große Wahrscheinlichkeit, dass eine Verrundung der Einlasskante einen größeren Effekt zeigt als die Verrundung der Auslasskante.

Es wurde daher eine Reihe von Berechnungen durchgeführt, bei denen die Verrundungsradien an Ein- und Auslasskante gesondert in Schritten von 50 μm variiert wurden. Betrachtet wurde hier der Fluss durch eine Drossel mit Drosseldurchmesser $D_2=250 \mu\text{m}$.

Abbildung 4.5 zeigt die Abhängigkeit des Durchflusses von den Verrundungsradien an Ein- und Auslasskante. Als Ergebnis der Simulation stellte sich ein größerer Durchfluss ein, wenn die Verrundung an der Auslasskante zunimmt. Erstaunlicher Weise gilt dies nicht für die Einlasskante. Wie die rechte Grafik in Abbildung 4.5 deutlich macht, nimmt der Fluss bei zunehmender Verrundung ab. Dieses berechnete Resultat weicht hier von der Realität ab. Tatsächlich nimmt der Durchfluss bei größerem Verrundungsgrad zu. Die Ursache für das offensichtlich falsche Ergebnis liegt an einem numerischen Fehler bedingt durch eine ungünstige Netzaufteilung. Bei dem Versuch, die hohen Geschwindigkeits- und Druckgradienten direkt nach der Einlasskante aufzulösen, ergaben sich für die Gitterelemente ungünstige Seitenverhältnisse und unstetige Sprünge in der Netzdichte. Außerdem lässt das verwendete Wandgesetz keine beliebig feine Auflösung in Wandnähe zu. Bei einem Übergang von verschiedenen Verrundungsradien wurde die lokale Netzaufteilung an der Einlasskante so gravierend verändert, dass die Resultate nicht mehr vergleichbar waren.

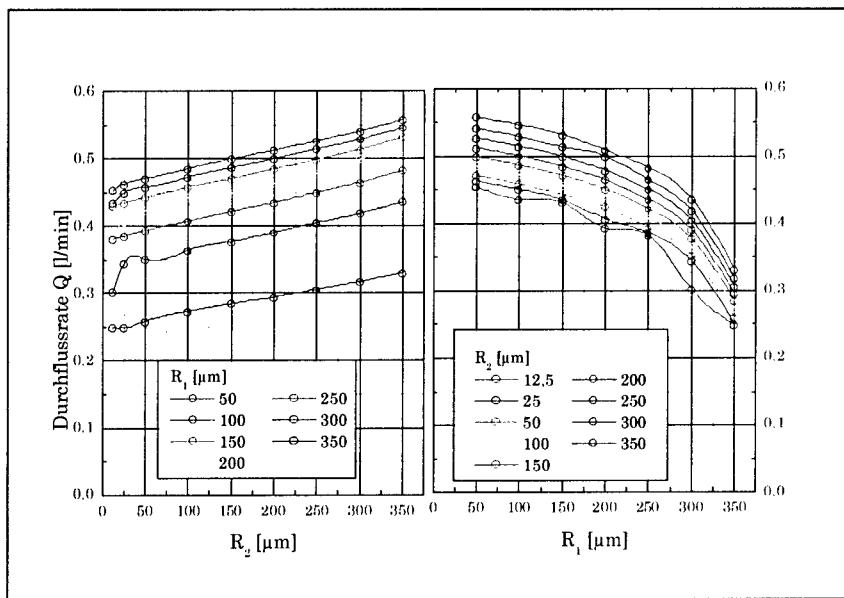


Abbildung 4.5: Durchflussrate in Abhängigkeit der Verrundungsradien an Ein- und Auslasskante, R_1 und R_2 ; Rohrdurchmesser $D_I = 1 \text{ mm}$; Drossellänge $L = 1 \text{ mm}$. Durchmesser der Drossel $D_2 = 250 \mu\text{m}$. Druckunterschied $\Delta p = 100 \cdot 10^5 \text{ Pa}$.

4.1.5 Variation des Drosseldurchmessers am Einlass

Eine weitere Parameterstudie wurde durchgeführt, bei der die Auswirkung einer Konizität der Drosselbohrung auf den Strömungswiderstand überprüft wurde. Zuerst wurde die Durchflussänderung bei einer Erweiterung des Drosseldurchmessers am Einlass untersucht. Somit wurde eine sich konusförmig verengende Drosselbohrung dargestellt. Bei der Erweiterung des Einlasses um bis zu 20 μm wurde der Verrundungsradius der Einlasskante, jeweils 5% des Durchmessers, angepasst. Die Drossellänge L betrug 1 mm.

Es ergab sich keine merkliche Änderung der Durchflussrate. Das Resultat muss allerdings sehr kritisch beurteilt werden, da bei vielen Anwendungen von technischen Drosseln ein Einfluss einer Konizität bekannt ist und in einigen Fällen dieser auch nutzbar gemacht wird.

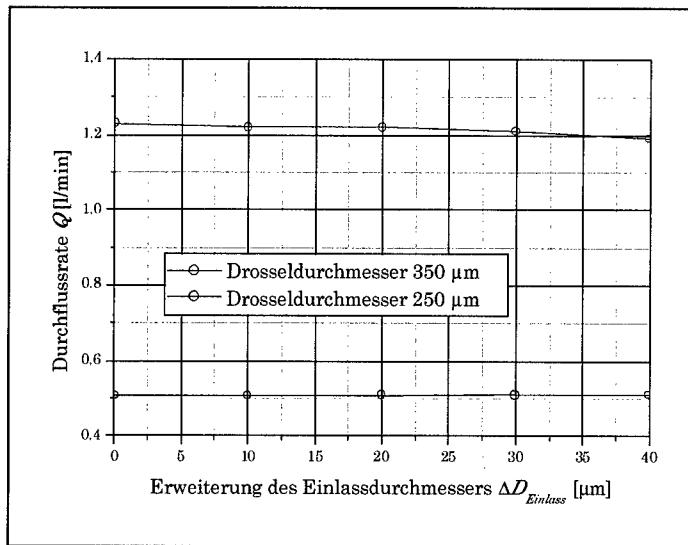


Abbildung 4.6: Durchfluss in Abhängigkeit vom Einlassdurchmesser. Der Einlassdurchmesser D_{Einlass} wurde in Schritten von 5 μm bis zu 20 μm vergrößert. Drossellänge $L = 1 \text{ mm}$; Verrundungsradien jeweils 5% der Drosseldurchmesser am Ein- und Auslass. Rohrdurchmesser $D_I = 1 \text{ mm}$; Drossellänge $L = 1 \text{ mm}$.

4.1.6 Variation des Drosseldurchmessers am Auslass

Im Gegensatz zur Verengung des Drosseldurchmessers am Einlass der Drossel wurde hier eine konusartige Aufweitung betrachtet. Durch diese Diffusorform wird eine Strahlkontraktion am Einlass verstärkt und parallel dazu die Austrittströmung begünstigt.

Die Simulation erbrachte eine deutliche Durchflusszunahme bei ausgeprägterer Öffnung des Drosselauslasses. Eine Diffusorform begünstigt das Wiederanlegen und senkt damit den Widerstandsbeiwert.

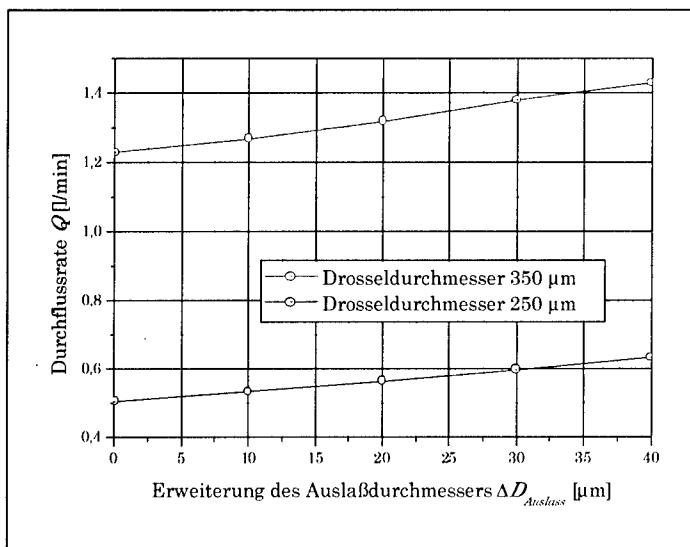


Abbildung 4.7: Durchfluss in Abhängigkeit vom Auslassdurchmesser. Der Auslassdurchmesser $D_{Auslass}$ wurde in Schritten von 5 μm bis zu 20 μm vergrößert. Drossellänge $L = 1 \text{ mm}$; Verrundungsradien jeweils 5% der Drosseldurchmesser am Ein- und Auslass. Rohrdurchmesser $D_1 = 1 \text{ mm}$; Drossellänge $L = 1 \text{ mm}$.

4.1.7 Variation beider Drosseldurchmesser

Untersucht wurde hier die Durchflussänderung bei einer Konizität der Drosselbohrung, wobei im Gegensatz zu den Berechnungen oben sowohl der Einlass als auch der Auslass variiert wurden, so dass der mittlere Durchmesser $(D_{Einlass} + D_{Auslass})/2$ konstant blieb.

Es wurden insgesamt vier Berechnungen durchgeführt, bei denen der Durchmesser um 5 μm verändert wurde. Die Verrundungsradien der Kante betrugen jeweils 5% des Durchmessers. Die Drossellänge L betrug 1 mm.

Es stellte sich heraus, dass die Durchflussrate bei beiden Drosseln abnahm. Dies liegt vor allem daran, dass für eine Drossel nicht der mittlere Durchmesser, sondern der kleinste Durchmesser bestimend für den Durchfluss ist. Allerdings ist nicht zu erklären, warum die Abnahme bei der Drossel mit einem Durchmesser von 350 μm mit ca. 20% deutlich größer ist gegenüber einer Abnahme von ca. 12% bei der Drossel mit einem Durchmesser von 250 μm . Auch hier mag die Ursache an einem Berechnungsfehler aufgrund des Netzeinflusses liegen.

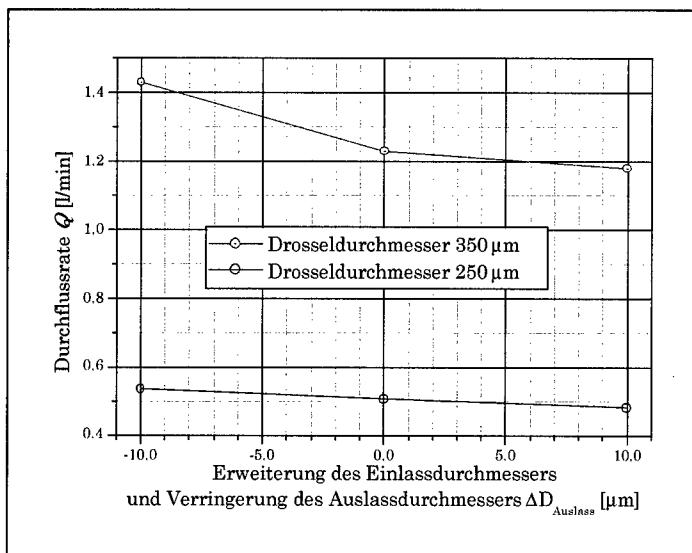


Abbildung 4.8: Durchfluss in Abhängigkeit von der Konizität. Der Einlass- und der Auslassdurchmesser wurden gegenläufig um 5 μm variiert. Drossellänge $L = 1 \text{ mm}$; Verrundungsradien jeweils 5% der Drosseldurchmesser am Ein- und Auslass. Rohrdurchmesser $D_f = 1 \text{ mm}$; Drossellänge $L = 1 \text{ mm}$.

4.1.8 Abhängigkeit der Drosselströmung vom Referenzdruck

Alle bisherigen Berechnungen wurden bei einem Druckgefälle von 100 bar Vordruck zu 0 bar Gegendruck durchgeführt. Es war bis jetzt noch nicht geklärt, ob sich derselbe Durchfluss einstellt, wenn man die gleiche Berechnung bei einem höheren Druckniveau anstellt. Die Differentialgleichungen bei diesem Simulationsverfahren verwenden nicht den absoluten Druck, sondern nur lokale Druckdifferenzen und sollten daher unabhängig vom Referenzdruck sein. Für diese Überprüfung wurden zwei Berechnungen durchgeführt, bei denen sich bei dem gleichen Modell und der gleichen Druckdifferenz nur der Gegendruck unterschied. Beiden Simulationen, mit einem Gegendruck von 1 bar sowie einem Gegendruck von 101 bar, lieferten exakt das gleiche Strömungsbild. Dies ist allerdings nur für inkompressible Flüssigkeiten richtig, bei denen keinen druckbedingte Änderungen der Fluideigenschaften auftreten und hier auch nicht in die Lösung des Differentialgleichungssystems eingehen.

Der Gegendruck spielt also bei fest vorgegebener Druckdifferenz keine Rolle für die Simulation. Trotzdem kann durch Anhebung des Gegendrucks erreicht werden, dass die

Ergebnisse der Simulation ihre physikalische Gültigkeit bewahren wenn durch lokale Geschwindigkeitsmaxima extreme Druckminima auftreten.

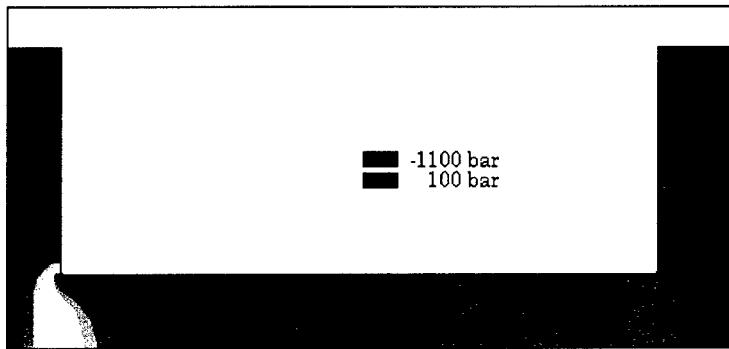


Abbildung 4.9: Druckverteilung innerhalb der Drossel; Drosseldurchmesser $D_2 = 250 \mu\text{m}$; Der Verrundungsradius beträgt $5 \mu\text{m}$, die Drossellänge $L = 1 \text{ mm}$; $\Delta p = 100 \text{ bar}$

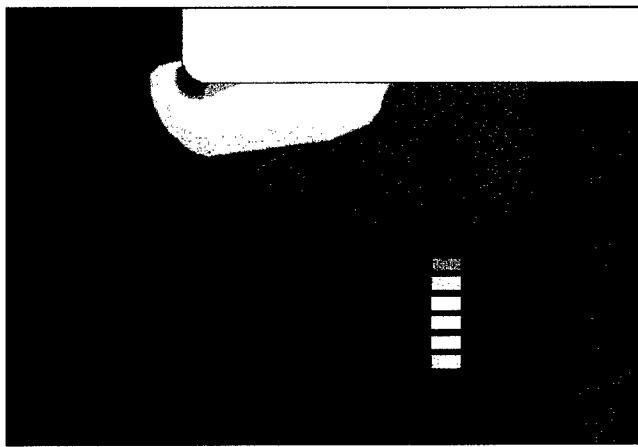


Abbildung 4.10: Druckverteilung an der Einlasskante in bar. Negative Druckwerte beziehen sich auf einen Referenzdruck, der in diesem Beispiel mehr als 1000 bar betragen müsste, um Kavitationsbildung zu vermeiden; Drosseldurchmesser $D_2 = 250 \mu\text{m}$; der Verrundungsradius beträgt 2% des Drosseldurchmessers; Drossellänge $L = 1 \text{ mm}$; $\Delta p = 100 \text{ bar}$.

Die Abbildungen 4.9 und 4.10 und verdeutlichen die Druckverhältnisse an einem nahezu scharfkantigen Drosselleinlass. Damit das Fluid einem kleinen Verrundungsradius folgen kann, muss eine Zentripetalkraft $F_{ZPet} = m \cdot v^2/r$ in Richtung des Mittelpunktes der Verrundungslinie wirken. Diese Radialkraft kann in einem Fluid nur durch einen Druckgradienten ermöglicht werden, was zu einem drastischen Druckgefälle in Wandnähe führt. Die Druckwerte beziehen sich hier auf einen Referenzdruck von 0 bar. Um eine physikalisch sinnvolle Strömung zu beschreiben, muss dieser ausreichend groß vorausgesetzt werden. Der Referenzdruck geht in die Berechnungen jedoch nicht ein.

Abbildung 4.11 zeigt das Geschwindigkeitsprofil in einer Drossel. Direkt hinter der Einlasskante weicht das Profil stark von einer idealen Rohrströmung ab. Es ist ebenfalls zu bemerken, dass bei dieser Berechnung keine Strahleinschnürung nach der Einlasskante auftritt, die bei der Herleitung des Durchflussbeiwertes mit Hilfe der Bernoulli-Gleichung angenommen wurde. Dies liegt an dem verwendeten Standard- k - ϵ -Modell, das die Geschwindigkeitsgradienten im Einflussbereich mit einer zu großen turbulenten Viskosität bewertet.

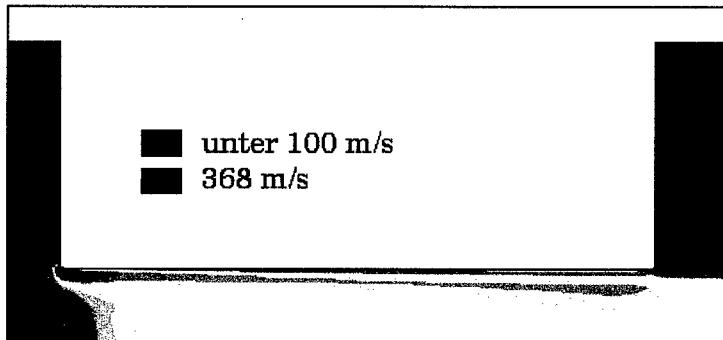


Abbildung 4.11: Geschwindigkeitsverteilung innerhalb der Drossel in m/s; Drosseldurchmesser $D_2 = 250 \mu\text{m}$; der Verrundungsradius beträgt 2% des Drosseldurchmessers, Drossellänge $L = 1 \text{ mm}$; Druckunterschied $\Delta p = 100 \text{ bar}$.

Kapitel 5 Analyse von Vernetzungseinfluss und Konvergenzverhalten

Die in Abbildung 4.5 dargestellten Ergebnisse sind physikalisch gesehen unplausibel und daher auf einen numerischen Fehler zurückzuführen. Im folgenden soll untersucht werden, welche Anforderungen an eine Vernetzung gestellt werden müssen, damit sich die numerischen Fehler bei einer Berechnung minimieren lassen. Insbesondere wurde das Konvergenzverhalten von ANSYS/Flotran-Simulationen genauer untersucht. Dabei wurde versucht, die Konvergenz der integralen Größe Volumenfluss Q von der Anzahl der Iterationsschritte quantitativ zu erfassen.

5.1 Konvergenzverhalten

Bei den durchgeführten Simulationen mit unterschiedlicher Vernetzungsstrategie und Gesamtknotenzahl ergab sich ein sehr unterschiedliches Konvergenzverhalten.

Es sollte untersucht werden, welche Anzahl von Iterationen unbedingt notwendig ist, um sicherzustellen, dass ausreichende Konvergenz erzielt wurde. Erst dann, wenn eine Berechnung weiterer Iterationen keine Veränderung im Strömungsprofil bewirkt, ist eine maximale Konvergenz erreicht. Bei vielen Simulationen schien es jedoch, dass sich eine Änderung des durch Integration der Geschwindigkeitswerte am Einlass berechneten Flusses ergibt, obwohl der Konvergenzmonitor keine weitere Abnahme der Residuen erkennen lässt. Diese Flussänderung weist einen nicht zu vernachlässigenden Wert auf, der gerade in der Größenordnung des zu messenden Geometrieffekts liegt. Daher ist es unbedingt notwendig zu wissen, wann tatsächlich numerische Konvergenz erreicht worden ist. Um dem nachzugehen, wurde eine Berechnung mit einem feinmaschigen Netz durchgeführt, wobei so viele Iterationen durchgeführt werden sollten, bis eine stabile Lösung gefunden worden ist. Das im Konvergenzmonitor dargestellte Konvergenzverhalten wurde dann mit der Entwicklung der wichtigen Größe Gesamtfluss Q verglichen. In Abbildung 5.1 sind die Werte der Residuen der Strömungsgrößen v_x , v_y , p , k und ϵ dargestellt. Die Residuen lassen jedoch keine Aussage darüber zu, wie genau das Strömungsfeld tatsächlich konvergiert ist. Zu diesem Zweck wurde der relative Fehler der Flussrate ermittelt. Dafür wurde für jede Iteration der Volumenfluss über die Geschwindigkeitswerte an den Knoten am Rohreinlass berechnet. Nach 8000 Iterationen

war das Problem zwar noch nicht komplett konvergiert, der Fehler kann aber mit weniger als 0,18% abgeschätzt werden. Der für die letzte Iteration ermittelte Flusswert wurde hier trotzdem als Endresultat betrachtet. Damit ließ sich der relative Fehler des Flusswertes der vorausgegangenen Iterationsschritte zu dem des Endresultats angeben. Es ist zu erkennen, dass dieser Wert erheblich höher liegt als das Residuum für die Geschwindigkeit in x -Richtung. Das heißt, dass der Wert des Residuums für die Geschwindigkeit in x -Richtung nicht als absoluter Maßstab für die Genauigkeit der Iteration gesehen werden darf. Obwohl sich die Flussrate alleine aus den x -Komponenten der Geschwindigkeiten ableiten lässt, ist das Residuum um ca. drei Größenordnungen kleiner. Um also ein Ergebnis zu erhalten, das mindestens bis auf 1% mit der auskonvergierten Lösung übereinstimmt, muss das v_x -Residuum kleiner sein als $5 \cdot 10^{-6}$, was eine Anzahl von 3000 Iterationen erfordert. Dieses Kriterium ist allerdings nicht allgemeingültig und hängt hauptsächlich von der Netzfeinheit und der Gesamtzahl der Elemente ab. Es muss daher bei jeder Simulation das Konvergenzverhalten überprüft werden. Würde bei diesem Beispiel nach 2000 Rechenschritten eine ausreichende Konvergenz angenommen werden, so würde der damit verbundene Fehler von 2% Einflüsse der Drosselgeometrie verfälschen und es wären keine eindeutigen Aussagen mehr möglich.

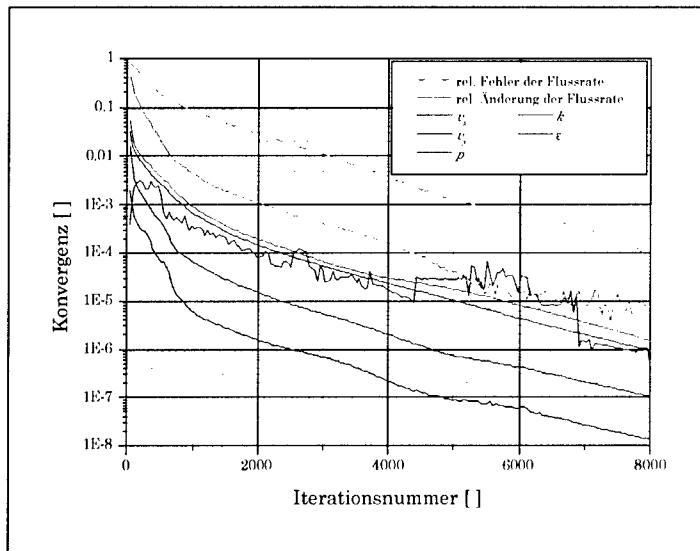


Abbildung 5.1: Konvergenzverhalten einer Simulation mit ca. 60 000 Elementen bei 8000 Iterationsschritten. Die Kurven für die Größen v_x , v_y , p , k und ϵ geben an, wie sich die Residuen bei den Iterationen entwickeln. Die Konvergenz der Flussrate liegt auf einem erheblich höheren Niveau.

5.2 Netzauflösung an der Einlasskante

Betrachtet man den von einer Geometriänderung betroffenen Ausschnitt des Netzes, mit dem die ersten Parameterstudien für die Verrundung der Einlasskante durchgeführt wurden (Abbildung 5.2), dann erkennt man deutlich, dass große Unstetigkeiten bei der Vernetzungsdichte auftreten. Ziel war es, die großen Gradienten aufzulösen, die sich genau an der Einlasskante ausbilden. Ein Netz sollte immer so fein sein, dass ein linearer Ansatz für die Strömungsgrößen innerhalb eines Kontrollvolumens keine deutliche Abweichungen von der tatsächlichen Strömungsfunktion ergibt. An Stellen, wo ein großer Gradient auftritt, muss daher auch die Netzdichte zunehmen. Bei besonders kleinen Verrundungsradien ergab sich somit die Notwendigkeit, eine sehr kleine Elementgröße an der Kante zu wählen. Durch die Blockstruktur des Netzes hat diese lokale Verfeinerung auch einen Einfluss auf das umgebende Gebiet und es ist daher notwendig, durch eine spezielle Vernetzungsmethode den Randbereich möglichst unabhängig vom Gesamtnetz zu verfeinern. Dies gelang nur dadurch, dass nicht versucht wurde die Elementreihen so anzuordnen, dass sie parallel zu den Stromlinien verlaufen,

sondern dass sie konzentrisch mit den Verrundungen der Kanten modelliert wurden. Eine Ausrichtung der Elemente zu den Stromlinien ist numerisch zwar sehr günstig, aber nicht im ganzen Strömungsbereich möglich. Bei der für die Drosselströmung kritischen Einlasskante ist die Bedingung weiterhin gut erfüllt. Im Wirbelbereich nach der Ablösung bei der Auslasskante ist es fast unmöglich, dieses Kriterium zu erfüllen.

In den ersten Simulationen wurde versucht, den Kantenbereich sehr fein zu vernetzen, wobei das restliche Strömungsgebiet eher grobmaschig vernetzt wurde. Diese Netzentwürfe waren numerisch sehr instabil und es zeigte sich, dass sie bei einer Geometrieänderung sehr störende Einflüsse aufweisen.

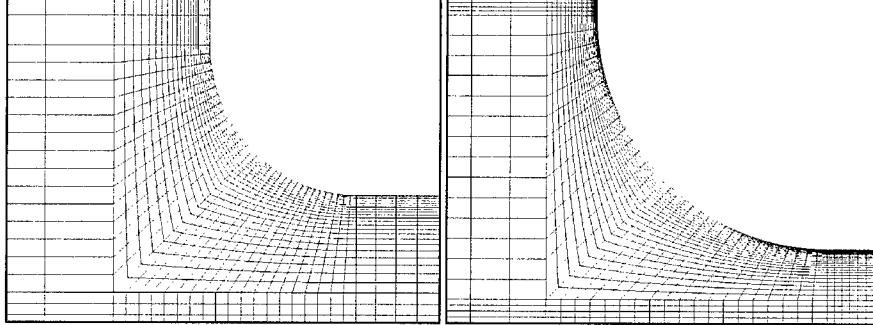


Abbildung 5.2: Ausschnitt der Einlasskante von Netzen mit schlechten numerischen Eigenschaften aufgrund der ungünstigen Seitenverhältnisse der Elemente und einem abrupten Übergang zwischen grober und feiner Vernetzung. Links: Verrundungsradius $R_l = 100 \mu\text{m}$. Rechts: Verrundungsradius $R_l = 300 \mu\text{m}$. Gesamtzahl ca. 12 000 Elemente.

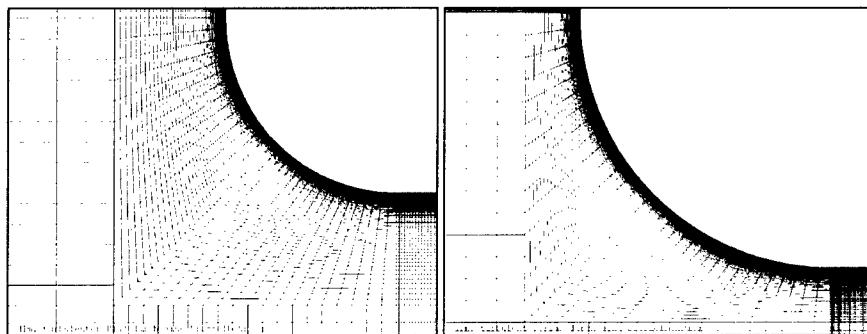


Abbildung 5.3: Ausschnitt der Einlasskante von Netzen mit schlechten numerischen Eigenschaften aufgrund der ungünstigen Seitenverhältnisse der Elemente und einem abrupten Übergang zwischen grober und feiner Vernetzung. Links: Verrundungsradius $R_l = 100 \mu\text{m}$. Rechts: Verrundungsradius $R_l = 300 \mu\text{m}$. Gesamtzahl ca. 30 000 Elemente.

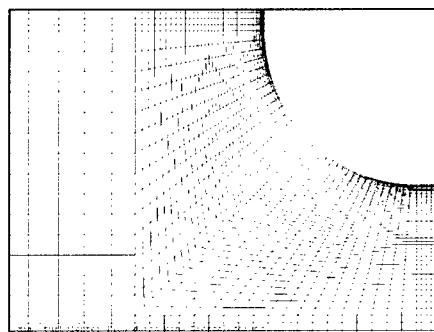


Abbildung 5.4: Ausschnitt der Einlasskante eines Netzes mit besseren numerischen Eigenschaften. Verrundungsradius $R_l = 300 \mu\text{m}$. Gesamtzahl ca. 20 000 Elemente.

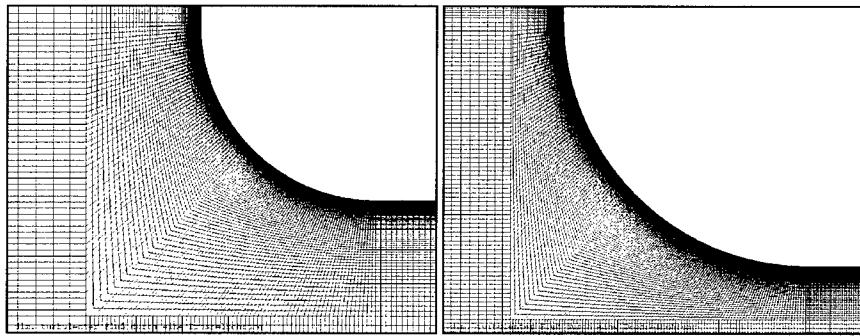


Abbildung 5.5: Ausschnitt der Einlasskante von Netzen mit besseren numerischen Eigenschaften. Links: Verrundungsradius $R_l = 100 \mu\text{m}$. Rechts: Verrundungsradius $R_l = 300 \mu\text{m}$. Gesamtzahl ca. 60 000 Elemente.

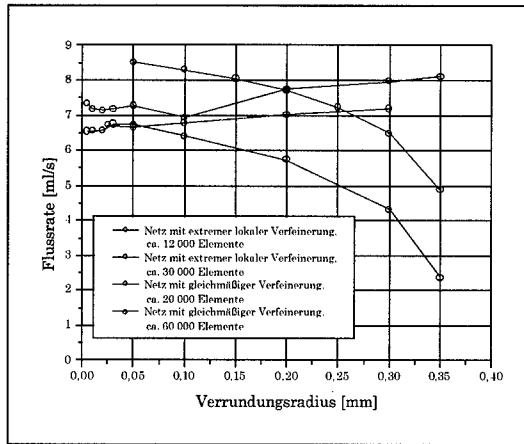


Abbildung 5.6: Abhängigkeit der Durchflussrate von der Vernetzung. Eine ungünstige Vernetzung kann zu einem physikalisch falschen Ergebnis führen.

In Abbildung 5.2 ist ein Netz zu erkennen, das nur sehr schlechte Ergebnisse bei der Simulation zuließ. Es ist zwar der Bereich der Kante gut aufgelöst, aber bei einer Änderung des Verrundungsradiusses ist es nicht möglich, ein gleichwertiges Netz zu modellieren. Auch eine größere Elementanzahl (Abbildung 5.3) beseitigte nicht dieses Problem. In Abbildung 5.4 ist ein Netz dargestellt, bei dem die Netzdichte keine kritische Stufe aufweist. Dadurch war es möglich, auch bei unterschiedlichen Verrundungsradien

numerisch gesehen ähnliche Netze zu erzeugen. Die Abbildung 5.5 zeigt das zu Abbildung 5.4 entsprechende Netz mit einer feineren Vernetzung.

Das Zusammenspiel von Elementgröße im Wandbereich, ein unstetiger Übergang von feiner zu grober Vernetzung, sowie eine zunehmende Wandschubspannung bei kleineren Verrundungsradien können physikalisch falsche Ergebnisse, dargestellt in Abbildung 4.5, verursachen.

Es musste daher eine Vernetzungsstrategie gefunden werden, bei der sich die physikalischen Charakteristiken beim Übergang zwischen zwei verschiedenen Geometrien auch in der Simulation erkennen lassen. Es zeigte sich in diesem Zusammenhang, dass es keinesfalls richtig ist, nur einen begrenzten kleinen Bereich zu verfeinern. Man kommt also nicht umhin, den Übergang zwischen feiner und grober Vernetzung kontinuierlich zu gestalten. Damit steigt auch die gesamte Anzahl der Elemente empfindlich an, was zu langen Rechenzeiten führt.

Der hervortretende Einfluss der Vernetzungsstrategie ist sehr deutlich in Abbildung 5.6 zu erkennen. Hier ist wie in Kapitel 4 der totale Fluss durch die Drossel in Abhängigkeit der Verrundung der Einlasskante aufgetragen. Eine Abnahme des Flusses bei größeren Radien ist bei einem recht grobmaschigen Netz bei ersten Simulationen aufgetreten. Eine Verfeinerung des Netzes durch Erhöhung der gesamten Elementzahl führte zu einem qualitativ gleichwertigen Ergebnis, jedoch bei einer niedrigeren Durchflussrate. Das unphysikalische Verhalten ist ebenso vorhanden wie beim größeren Netz.

Es wurde daher versucht, mit einem Netz wie in Abbildung 5.5, das heißt mit feiner Auflösung und trotzdem gleichmäßiger Netzdichte bessere Ergebnisse zu erzielen. Die rote bzw. braune Linie in Abbildung 5.6 lassen gut erkennen, dass diese Strategie zu einem sinnvollen Ergebnis führt und eine Flusszunahme bei größeren Radien auch in der Simulation berechnet werden kann.

Von diesem Konzept ausgehend wurden weitere Berechnungen durchgeführt, bei denen die Gesamtzahl der Elemente noch weiter erhöht wurde. Das Ergebnis dieser Untersuchung war jedoch ebenfalls sehr unbefriedigend. Wünschenswert wäre ein Resultat, bei dem eine zunehmende Vernetzungseinheit keinen weiteren Einfluss auf das Strömungsprofil zeigt. Das wurde jedoch nicht erreicht und die Durchflussraten unterschieden sich weiterhin erheblich. Da es nicht abzusehen war, dass bei zunehmender Auflösung der gewünschte Grenzwert angenähert werden kann, muss die Ursache dafür in der Behandlung der Wandschicht gesucht werden. Durch die notwendiger Weise sehr kleinen Elementen in Wandnähe ist auch die Bedingung des y^+ -Wandgesetzes bei weitem nicht mehr erfüllt. Es scheint, dass die hier konkurrierenden Bedingungen von Feinmaschigkeit und ausreichendem Wandabstand der ersten Knotenreihe nicht gleichzeitig erfüllt werden können. Dieser Effekt musste daher genauer untersucht werden.

5.3 k-e-Modell in Verbindung mit dem y^+ -Wandgesetz

Hier sollte nicht nur der Gesamtfluss, sondern auch andere Strömungsgroßen herangezogen werden, um eine Vernetzung zu bewerten. Wichtig war hier insbesondere der Wert des in der Randschicht berechneten Druckminimums und des Geschwindigkeitsmaximums nahe der Einlasskante. Die folgenden Simulationen wurden mit StarCD durchgeführt.

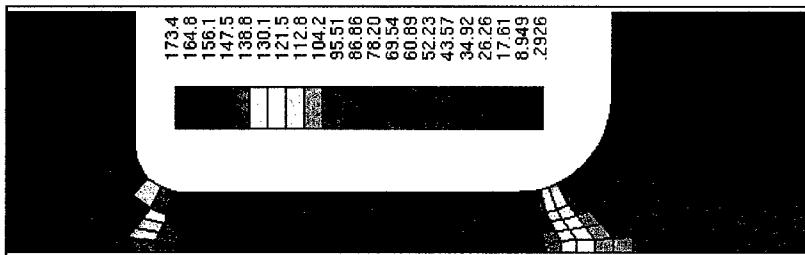


Abbildung 5.7: Mit StarCD berechneter Geschwindigkeitsverlauf [m/s] bei einer Wand schichtdicke von 50 µm. Der maximale y^+ -Wert beträgt im Drosselinneren etwa 60 und liegt damit in der gewünschten Größenordnung. Das Netz ist allerdings zu grobmaschig, um die Kontur der Drossel sowie die Gradienten aufzulösen.

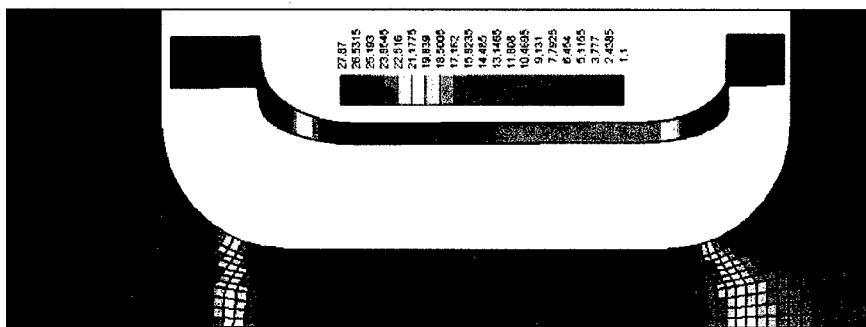


Abbildung 5.8: Mit StarCD berechneter Geschwindigkeitsverlauf bei einer konstanter Wand schichtdicke von 20 µm. Der Verlauf des y^+ -Wertes entlang der Drosselverengung ist zusätzlich dargestellt. Der maximale Wert für y^+ liegt bei ca. 28 und ist für eine gültige Wandschicht berechnung zu klein. Trotz des kleinen Wertes ist die Netzeinheit bei weitem nicht ausreichend.

Die Geschwindigkeitsverläufe in den Abbildungen 5.7 und 5.8 zeigen deutlich die Netzfeinheit, die erforderlich ist, um der Bedingung für das y^+ -Wandgesetz zu genügen. Das grobe Netz weist eine Elementgröße auf, die zu einem maximalen Wert für y^+ von 60 führt. Damit ist die Wandschicht bestmöglich modelliert. Allerdings ist es mit dieser Elementgröße unmöglich geworden, die Kontur der Drossel und die auftretenden Gradienten aufzulösen. Obwohl bei dem Versuch, die Wandschichtdicke von 50 μm auf 20 μm herabzusetzen, das vorgeschriebenen Limit von $y^+ > 50$ bereits unterschritten ist, reicht die Netzfeinheit immer noch nicht aus.

Wichtiger als die grafische Darstellung der Netzfeinheit ist die quantitative Erfassung der hier entscheidenden Kriterien. Aus diesem Grund wurde eine Parameterstudie durchgeführt, bei der die Randschichtdicke variiert wurde und dabei der Einfluss auf die Strömungsgrößen untersucht wurde. Bei diesen Simulationen wurden anstelle der Druckrandbedingungen die Geschwindigkeiten an den Knoten am Rohreinlass vorgegeben. Dabei wurde ein Geschwindigkeitsprofil gewählt, wie es sich bei der Berechnung mit Druckrandbedingungen ergab. Die gesamte Flussrate wurde bei dieser Berechnung auf $Q = 8 \text{ ml/s}$ gesetzt. Die Abbildungen 5.9 bis 5.12 stellen dar, wie empfindlich die Strömungsgrößen auf die Wandschichtdicke reagieren.

Die Abhängigkeit des y^+ -Wertes von der Wandschichtdicke ist linear, was auch der Aussage in Gleichung 2.41 entspricht. Anders verhält es sich mit dem resultierenden Druckabfall. Durch die bessere Vernetzung ist jetzt zwar deutlich zu erkennen, dass eine größere Verrundung zu einem kleineren Strömungswiderstand führt, trotzdem ist der berechnete Druckabfall kritisch von der Dicke der Wandschicht abhängig. Bei einem minimalen y^+ -Wert zwischen 10 und 50 kommt es zu einer Druckdifferenz, die mit einer Abweichung von 15% variiert. Selbst bei relativ kleinen Variationen der Wandschichtbreite muss ein erheblicher Fehler bei der numerischen Berechnung in Kauf genommen werden.

Bei der Betrachtung der maximalen Geschwindigkeit fällt auf, dass dieser Wert nicht in diesem Maß von der Wandschichtdicke abhängt. Dies scheint zunächst verwunderlich, liegt aber darin begründet, dass die hier betrachteten Radien groß genug waren, dass das Fluid die Kante ohne Abriss oder Kontraktion umströmen konnte. Damit befindet sich das Maximum der Flussgeschwindigkeit nicht an der Kante, sondern in der Mitte des Drosselkanals und ist somit überwiegend von der Geschwindigkeitsrandbedingung am Rohreinlass abhängig, die bei jeder Simulation identisch war. Insofern muss auch eine geringe Abweichung bei den Geschwindigkeitsmaxima als deutliche Einwirkung der Wandschichtdicke interpretiert werden.

Auch das Druckminimum konnte nicht eindeutig bestimmt werden. Somit ist eine Berechnung des kritischen Druckverhältnisses zur Ermittlung des KUP durch die schwierige Handhabung der Wandfunktion nicht möglich.

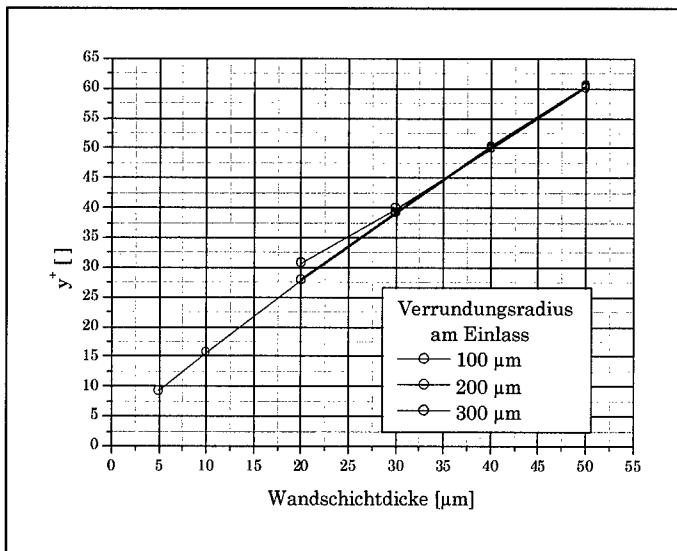


Abbildung 5.9: Mit StarCD berechnete maximale Werte von y^+ in Abhängigkeit von der Wandschichtdicke. Berechnet wurde der Wert bei einer Randbedingung für die Flussrate von $Q = 8 \text{ ml/s}$.

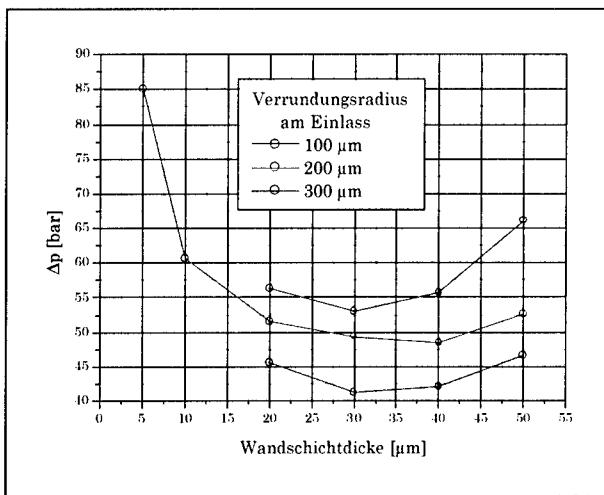


Abbildung 5.10: Mit StarCD berechneter Druckunterschied bei einer vorgegebenen Flussrate von $Q = 8 \text{ ml/s}$ in Abhängigkeit von der Wandschichtdicke.

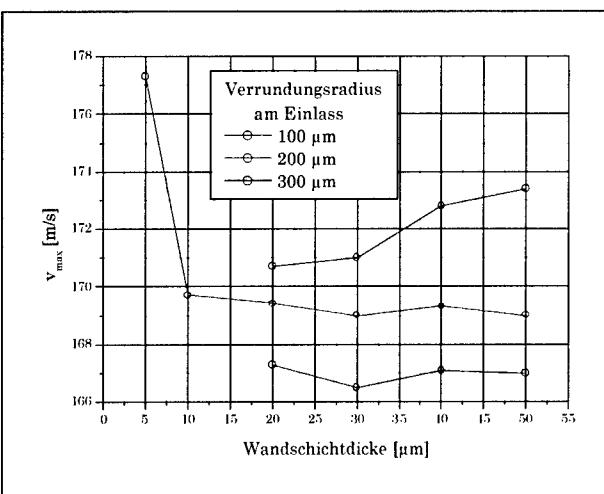


Abbildung 5.11: Mit StarCD berechnete maximale Strömungsgeschwindigkeit bei einer vorgegebenen Flussrate von $Q = 8 \text{ ml/s}$ in Abhängigkeit von der Wandschichtdicke.

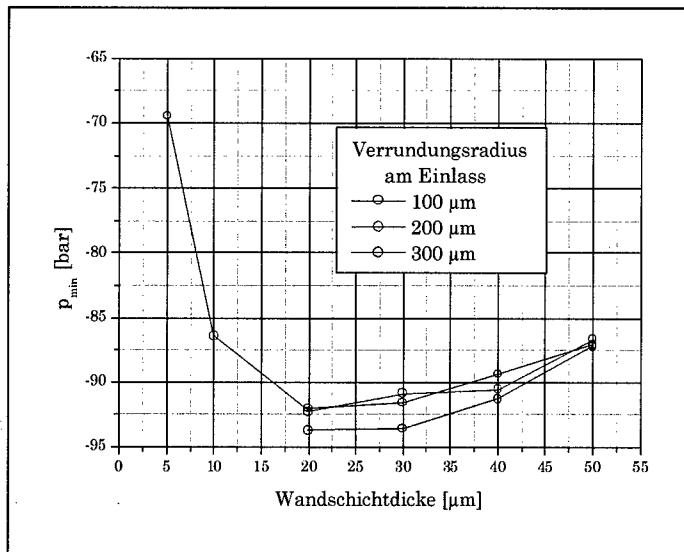


Abbildung 5.12: Mit StarCD berechnetes Druckminimum bei einer vorgegebenen Flussrate von $Q = 8 \text{ ml/s}$ in Abhängigkeit von der Wandschichtdicke.

Dieser Befund lässt nur die Schlussfolgerung zu, dass mit einem Standard- y^+ -Wandgesetz keine befriedigenden Simulationsergebnisse zu erzielen sind. Aus diesem Grund muss auf ein Wandmodell zurückgegriffen werden, das auch eine feine Auflösung des Wandbereichs zulässt, ohne dass dabei die Behandlung der Randschicht fehlerhaft geschieht.

Die gleichen Simulationen wurden auch mit ANSYS/Flotran durchgeführt, wobei sich bei der Variation der Wandschichtdicke ein ähnliches Resultat ergab. In Abbildung 5.13 sind die Simulationsergebnisse mit ANSYS/Flotran einer Drossel mit einem Verrundungsradius von 200 μm bei der Einlasskante dargestellt. Hierbei wurden ebenfalls verschiedene Wandschichtdicken von 5 μm bis 50 μm modelliert. Die Randbedingungen wurden wie bei den Berechnungen mit StarCD als Geschwindigkeitsprofil am Rohreinlass so gewählt, dass sich eine Flussrate von $Q=8 \text{ ml/s}$ ergab. Die wichtigste zu bewertende Größe bei dieser Studie war der an der Drossel resultierende Druckabfall in Abhängigkeit von der Wandschichtdicke. Dieser ist im zweiten Plot in Abbildung 5.13 dargestellt. Es zeigte sich, dass der Differenzdruck noch stärker von der Wandschichtdicke abhängt als bei den Simulationen mit StarCD. Die Berechnungen mit ANSYS/Flotran wiesen eine Ungenauigkeit von mehr als 50% auf. In dem betrachteten Bereich für die Wandschichtdicke berechnete sich ein Wert für den Differenzdruck

zwischen 20 bar und 60 bar. Die gleichen Netzmodelle und Wandschichten führten bei einer Simulation mit StarCD zu Druckwerten zwischen 40 bar und 60 bar. Damit erwies sich, dass die Ergebnisse zwischen StarCD und ANSYS/Flotran nicht nur von einander abweichen, sondern dass auch der Code von StarCD vom numerischen Aspekt her geeigneter ist, die komplexe Strömung um die Einlasskante zu berechnen.

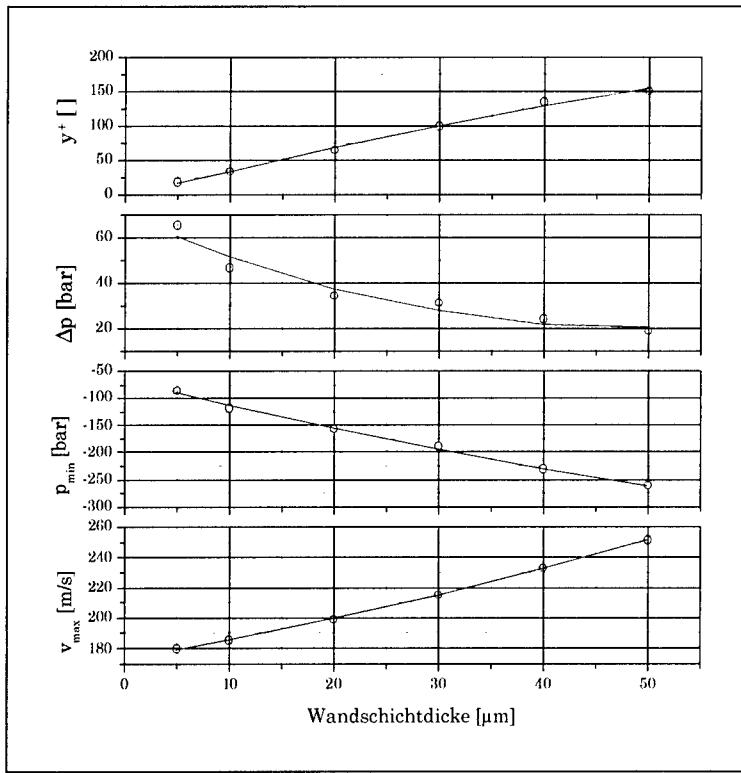


Abbildung 5.13: Abhängigkeit der wichtigsten Strömungsgrößen von der Wandschichtdicke. Bei der ANSYS/Flotran-Simulation wurde ein y^+ -Wandgesetz mit dem $k-\epsilon$ -Modell verwendet. Die Verrundungsradien an Ein- und Auslasskante betrugen jeweils 200 μm .

Andererseits ist nicht allein die Wandschichtdicke dafür verantwortlich, dass die berechneten Strömungsgrößen so sehr bei einer veränderten Netzgeometrie voneinander abweichen. In Abbildung 5.14 ist dargestellt, wie der Druckabfall von der Netzfeinheit bei einem Modell abhängt, bei dem diesmal die Wandschichtdicke unverändert blieb.

Dabei entsprach die Elementgröße bei dem Netz mit der kleinsten Elementzahl in etwa der Dimension der Wandzellen. Bei zunehmender Anzahl der Elemente verringerte sich die Größe der Zellen, die direkt an die Wandschicht anschließen. Dadurch kam es bei einem sehr feinmaschigen Netz zu einem sehr ungünstigen Seitenverhältnis bei den Wandzellen. Dieser Einfluss ist dabei nur schwer abzuschätzen. Da die Wandzellen vorwiegend parallel zur Strömung ausgerichtet sind, sollte eine Verzerrung keinen allzu großen Fehler verursachen. Die großen Abweichungen für die Druckdifferenz sind daher nicht eindeutig auf die ungenügende Auflösung des Bereiches der freien Strömung bei grobmaschigen Vernetzungen zurückzuführen.

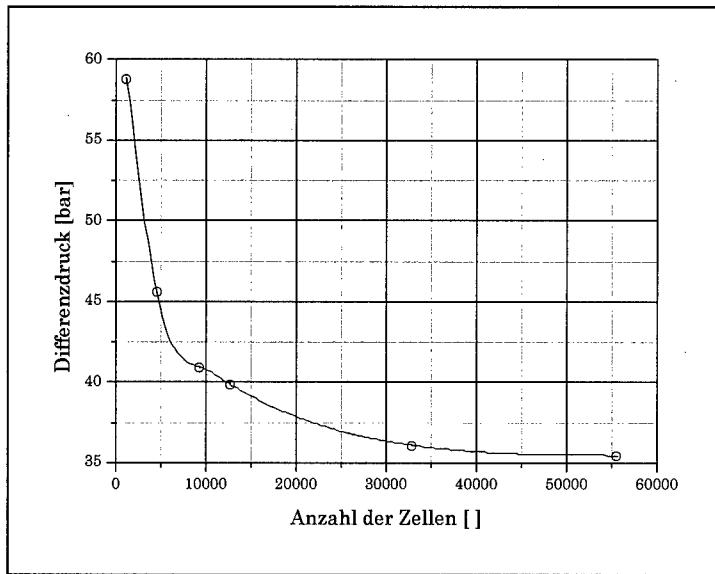


Abbildung 5.14: Abhängigkeit des Differenzdruckes von der Netzfeinheit bei konstanter Wandschichtdicke von 50 μm . Bei der ANSYS/Flotran-Simulation wurde ein y^+ -Wandgesetz mit dem $k-\epsilon$ -Modell verwendet. Die Verrundungsradien an Ein- und Auslasskante betrugen jeweils 200 μm .

5.4 Nichtlineares k - ϵ -Modell in Verbindung mit dem y^+ -Wandgesetz

Das einzige Turbulenzmodell, das in ANSYS/Flotran implementiert ist, ist das Standard- k - ϵ -Modell. Dieses Modell hat aber, wie in Kapitel 2 beschrieben, den entscheidenden Nachteil, dass es nicht den Tensoreigenschaften der Schubspannung Rechnung trägt und daher unter bestimmten Bedingungen eine falsche Turbulenzentwicklung vorhersagt. Das tritt im Besonderen dann auf, wenn ein Geschwindigkeitsgradient in Strömungsrichtung vorherrscht oder wenn eine Scherströmung eine Krümmung aufweist. Diese kritischen Strömungstypen findet man auch bei der Drosselströmung vor allem im Drosselleinlassbereich. Dabei tritt zum einen an der Kante eine gekrümmte Scherströmung auf, die nicht korrekt vom Modell beschrieben wird. Zum anderen führt im Bereich der Drosselmitte der Geschwindigkeitsgradient in Strömungsrichtung ebenfalls zu einer falschen Turbulenzmodellierung. In Abbildung 5.15 ist der Verlauf der turbulenten Energie k zu sehen. Dabei herrscht in Drosselmitte ein ausgeprägtes Turbulenzmaximum. Diese hohe Turbulenz ist physikalisch nicht erklärbar und zeigt deutlich die Grenzen des Modells auf. Der Drosselnachlauf wurde dagegen qualitativ richtig beschrieben. Im Vermischungsbereich bildete sich ein großes turbulentes Gebiet aus.

Bessere Ergebnisse erzielte das „nonlinear“-Turbulenzmodell bei StarCD. Abbildung 5.16 zeigt im Vergleich zu oben das Ergebnis der Turbulenzmodellierung, wenn Korrekturterme die falsche Berechnung des Standardmodells berichtigten. Das Turbulenzmaximum im Einlass bleibt völlig aus; eine Entstehung der Turbulenz ist erst im Nachlauf der Drossel beobachtbar.

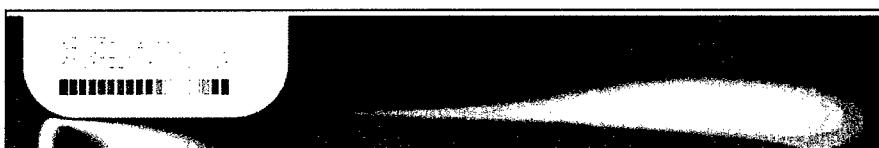


Abbildung 5.15: Turbulente Energie berechnet mit ANSYS/Flotran. Durch das Standard- k - ϵ -Modell ergibt sich eine zu hohe Rate der Turbulenz im Drosselleinlass.



Abbildung 5.16: Turbulente Energie berechnet mit dem in StarCD implementierten nichtlinearen k - ϵ -Modell. Die Korrekturterme in der Dissipationsgleichung liefern physikalisch sinnvollere Turbulenzen als das Standard- k - ϵ -Modell. Im Gegensatz dazu ist nur eine Turbulenz im Drosselnachlauf berechnet worden.

Die physikalisch richtigere Beschreibung der Turbulenz legt es nahe, das nichtlineare Modell dem Standard-Modell vorzuziehen. Es stellt sich aber auch die Frage, ob dieses Modell die gleiche Empfindlichkeit gegenüber der Vernetzungsgeometrie aufweist.

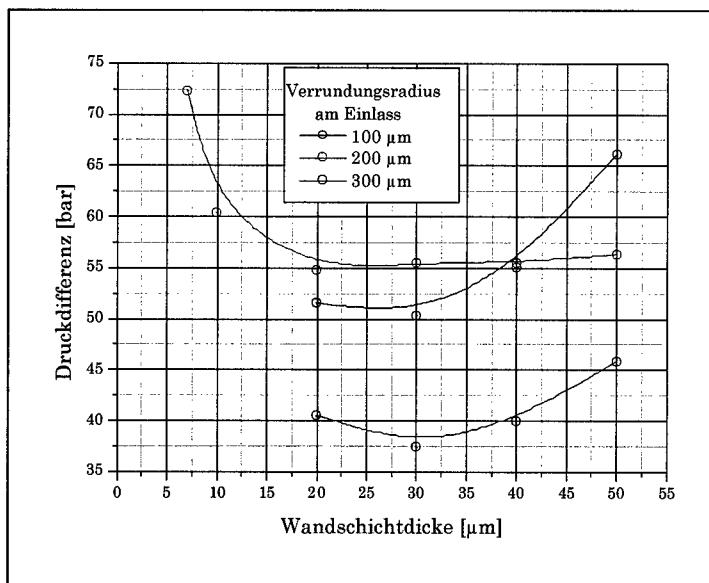


Abbildung 5.17: Mit StarCD berechneter Differenzdruck bei einer vorgegebenen Flussrate von $Q = 8 \text{ l/min}$. Der Einfluss der Netzfeinheit besonders in der Wandschicht ist nur etwas besser als beim Standard- k - ϵ -Modell.

5.5 „Multilayer“-Wandmodell

Bei der Untersuchung dieses Modells wurde mittels mehrerer Simulationen versucht, den Einfluss der Wandschichtdicke bei gleicher Drosselgeometrie zu quantifizieren. In diesem Fall wurde mit dem nichtlinearen k - ϵ -Modell gerechnet, als Randbedingungen wurde das Geschwindigkeitsprofil am Einlass vorgegeben. Die Variation der Randschichtdicke ist im Vergleich zum y^+ -Wandgesetzes einfacher zu durchfahren, da das Netz bei Veränderung der Randschichtdicke nicht angepasst werden muss. Dabei ändert sich jedoch die Anzahl der Zellen innerhalb der Wandschicht und es ist notwendig, beide Einflüsse getrennt zu prüfen.

Als erstes wurde ein Drosselmodell mit einem Verrundungsradius von jeweils 200 μm an Einlass und Auslass erstellt, das mit einer großen Randschicht mit ausreichend vielen Zellen versehen ist. Die Breite der Randschicht wurde in mehreren Schritten reduziert, so dass die Anzahl der Randschichtzellen ebenfalls abnahm. Die Netzaufteilung blieb dabei unverändert.

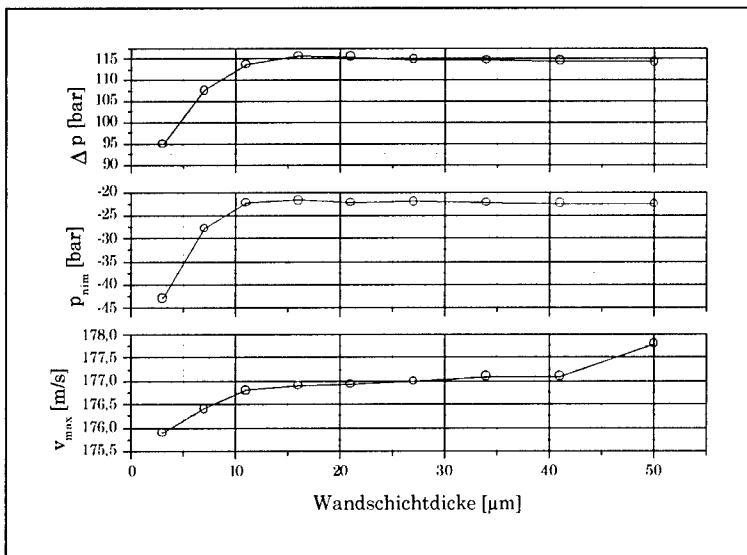


Abbildung 5.18: Einfluss der Wandschichtdicke beim „Multilayer“-Wandmodell in Verbindung mit dem nichtlinearen k - ϵ -Modell. Die Berechnungen wurden mit einem Drosselmodell durchgeführt, das aus ca. 70 000 Elementen bestand. Die Verrundungsradien betrugen 200 μm und die Flussrate 8 ml/s.

Das Resultat dieser Studie ist in Abbildung 5.18 dargestellt. Bei der kleinsten Wanddicke von $3 \mu\text{m}$ wurde die Grenzschicht nur mit 5 Zellen modelliert. Dies ist mit Sicherheit nicht ausreichend, denn es werden mindestens 15 Elementreihen bei diesem Modell benötigt. Dies mag auch der Grund dafür sein, dass der Druckabfall bei einem Fluss von 8 ml/s bei sehr kleinen Randschichten leicht abnimmt, während sich bei einer Wandschicht zwischen $15 \mu\text{m}$ und $50 \mu\text{m}$ ein konstanter Druckabfall einstellt. Das heißt, dass bei einer Dicke der Grenzschicht, die oberhalb eines kritischen Wertes liegt, kein Einfluss auf die Strömungsberechnung zu spüren ist. Hier liegt dieser erforderliche Wert bei ca. $12 \mu\text{m}$. Es ist jedoch wichtig, diesen Wert nicht als absolute Größe zu sehen. Die erforderliche Grenzschichtdicke ist an die jeweilige Strömung anzupassen. Dabei tritt als Kontrollwert der f_μ -Wert auf, der demzufolge größer als 0,3 sein sollte.

In Abbildung 5.19 ist der Verlauf des f_μ -Wertes dargestellt. Dem freien Strömungsbereich wird dabei der Wert 1 zugeordnet. Entlang der Drossel gilt beim Übergang der Wandschicht zum freien Strömungsbereich für den Mittelwert $f_\mu \approx 0,9$. An der Rohrwand vor und nach dem Drosselkanal ist der Wert deutlich zu niedrig und hier wäre eine größere Wandschicht erforderlich. Die Dicke der Randschicht kann bei der Simulation mit StarCD nur global gesetzt werden, so dass eine lokale Anpassung nicht möglich ist. Es ist ratsam, sich bei der Abstimmung der Wandschicht am Drosselkanal zu orientieren, da die Strömung durch die Drossel im Vergleich zum Rohr präziser berechnet werden muss.

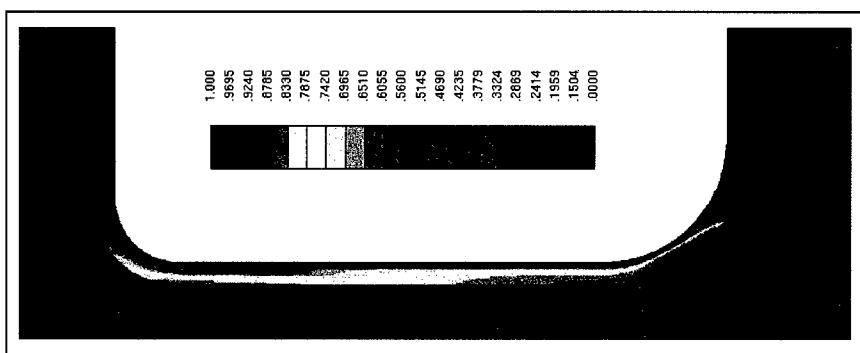


Abbildung 5.19: Verlauf des f_μ -Wertes, mit dem sich bei der Multilayer-Wandfunktion die Wandschichtdicke kontrollieren lässt.

Kapitel 6 Experimente mit Öl bei 100 bar

Die in Kapitel 4 beschriebene Parameterstudie zur Geometrieoptimierung einer Drossel im Hochdruck-Diesel-Injektor lieferte Ergebnisse, die physikalisch nicht erklärt werden konnten. Es wurde deutlich, dass speziell die Berechnung der Durchflussraten bei einer Verrundung der Einlasskante Unstimmigkeiten aufwiesen. Um die Zuverlässigkeit der Berechnungen zu steigern, muss sowohl der systematische als auch der numerische Fehler bei einer Simulation verringert werden. Der numerische Fehler lässt sich vor allem daran bewerten, ob sich die Ergebnisse bezüglich einer Modifikation der Vernetzung stabil verhalten. Da jedoch trotz der Erfüllung der Stabilitätskriterien nicht gewährleistet ist, dass damit auch ein systematischer Fehler ausgeschlossen ist, kann die Qualität einer Simulation nur daran gemessen werden, in welchem Maß die Ergebnisse mit der Realität übereinstimmen. Das bedeutet, dass für die betrachteten Geometrien Daten aus Experimenten vorliegen müssen. Zu diesem Zweck wurde eine Serie von Drosseln gefertigt und Experimente zur Bestimmung der Durchflussrate durchgeführt, um speziell den Einfluss von Verrundungen auf die Strömung zu messen. Für diese Untersuchung stand ein Drosselprüfstand zur Verfügung (MLD 2000 bei AT DS EI), der so ausgelegt war, dass die Flussrate vorwiegend bei einem Druckabfall von 300 bar zu 200 bar gemessen wird.

6.1 Herstellung der Drosselplatten und experimenteller Aufbau

Auf Grund der besonderen Auslegung der Messapparatur konnten nur Drosselplatten vermessen werden, die baugleich zu den Drosselplatten im Injektor sind. Da eine definierte Verrundung der Zulaufdrossel in der Drosselplatte, die im Injektor eingesetzt wird, nicht leicht möglich ist, wurde lediglich eine Drosselbohrung entsprechend der Ablaufdrossel des Injektors eingebracht. In Abbildung 6.1 ist als Skizze der Querschnitt durch diese Drosselplatte zu erkennen. Für den Betrieb im Dieselinjektor werden die Drosselplatten aus gehärtetem Stahl angefertigt, um den hohen Druckkräften bis 1500 bar standzuhalten. Für die Messapparatur war eine Härtung nicht notwendig, da der Maximaldruck von 300 bar und eine maximale Druckdifferenz von 150 bar keine besonderen Anforderungen an das Material stellen. Ein Vordruck von 300 bar war notwendig, da der Durchfluss im Fall einer nichtkaviterenden Strömung gemessen werden soll. Für Drosseln des betrachteten Typs muss der Vordruck mindestens den doppelten Wert des

angelegten Druckunterschieds betragen, um das Entstehen von Kavitation auszuschließen.

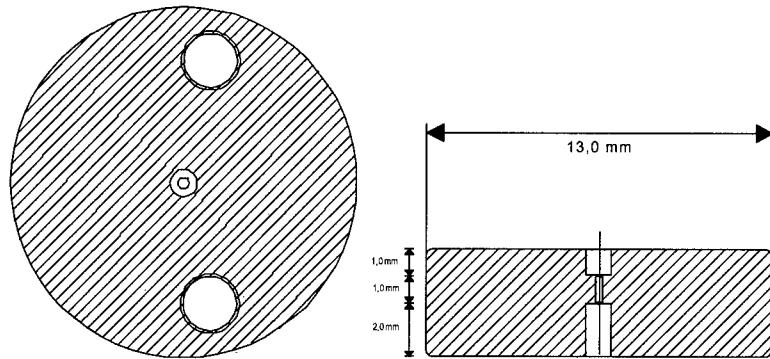


Abbildung 6.1: Skizze der Drosselplatte für die Durchflussexperimente am MLD 2000 in Ansicht von oben (links) und im Schnitt (rechts). Im Gegensatz zur Drosselplatte eines Injektors wurde hier auf die Zulaufdrossel verzichtet.

Die Drosselplatten wurden erst als unverrundete Rohlinge aus Stahl angefertigt. Bei einem Durchmesser von 13 mm und einer Höhe von 4 mm betrug die Tiefe der beiden Sacklöcher 1 mm und 2 mm, so dass die Drosselbohrung mit einem Durchmesser von 0,25 mm eine Länge von exakt 1 mm aufwies. Die Sacklöcher und die Drosselbohrung mussten mit besonderer Sorgfalt angefertigt werden, damit sich beim Bohren an den Kanten der Drosselbohrung weder Grate noch Furchen ausbilden, die die Strömungsverhältnisse beeinträchtigen. Aus gleichem Grund durfte die Bohrung nicht zum Entgraten gesenkt werden, da gerade der Einfluss von kleinen Verrundungen untersucht werden sollte. Abbildung 6.2 zeigt die Aufnahme des Querschnitts vom Profil eines aufgeschliffenen Drosselrohlings unter einem optischen Mikroskop. Es ist zu erkennen, dass die Anforderungen an die Ausarbeitung der scharfen Kanten bei der Fertigung nicht exakt erfüllt wurden.

Im folgenden wurden die Einlasskanten der Drosseln mit unterschiedlichen Radien verrundet. Die Verrundungsradien sollen dabei von 30 µm bis zum maximal möglichen Wert von 350 µm variiert werden. Da für diese Größenordnung kein Spezialwerkzeug zur Verfügung stand, konnte die Verrundung nicht in einem Arbeitsschritt erfolgen. Statt dessen wurde versucht, die Rundung durch Schleifen von Facetten anzunähern. Hierzu wurden kegelförmige Hartmetallspitzen angefertigt, deren Öffnungswinkel in 30°-

Schritten abgestuft waren. Durch sukzessives Schleifen von Fasen gelang es mit Hilfe dieser Spitzen, die Verrundung durch ein gleichseitiges Vieleck anzunähern (Abbildung 6.3). Die größte Schwierigkeit lag hierbei in der Ausarbeitung von exakt gleich großen Fasen, die bei den kleineren Verrundungsradien nur wenige μm betragen. Ein präziser Radius konnte mit dieser Methode nicht verwirklicht werden, da während der Bearbeitung keine Möglichkeit bestand, das Verrundungsprofil zu messen.

Abschließend wurden noch vorhandene Unebenheiten und Kanten durch Polieren beseitigt. Hierzu wurde eine Polierpaste mit einer Korngröße von $1 \mu\text{m}$ und als Träger Lötzinn verwendet. Das Lötzinn erwies sich als sehr vorteilhaft, da es sich bei hohen Umdrehungszahlen gut an die Kontur der Kante anpassen ließ und so gleichmäßig auf die Verrundung Druck aufgebracht werden konnte.

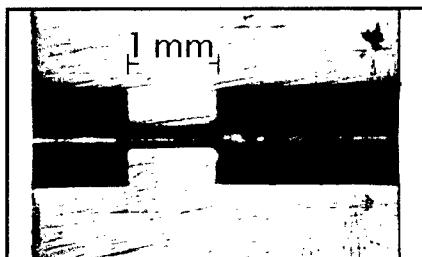


Abbildung 6.2: Mikroskopische Aufnahme eines Drosselrohlings im Querschnitt.

Der Drosselprüfstand MLD 2000 ist schematisch in Abbildung 6.4 dargestellt. Durch Regeln der Pumpleistung und des Gegendrucks mit dem Gegendruckventil können der Vor- und Gegendruck getrennt eingestellt werden. Zur Erfassung des Volumenflusses verfügt der Messstand über ein Massenflussmeter. Unter Verwendung der bekannten Dichte von Dieselöl bei einem Druck von 300 bar und einer Temperatur von 40°C wurde der Volumenfluss berechnet. Die Temperatur wurde während der Messung konstant auf 40°C gehalten, um Dichte- und Viskositätsschwankungen auszuschließen.

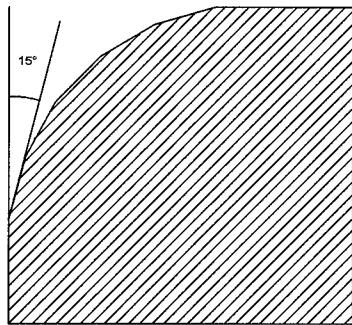


Abbildung 6.3: Approximation einer Verrundung durch sukzessives Anschleifen der Einlasskante mit fünf Fasen. Noch vorhandene Unebenheiten wurden in einem anschließenden Polievorgang geglättet.

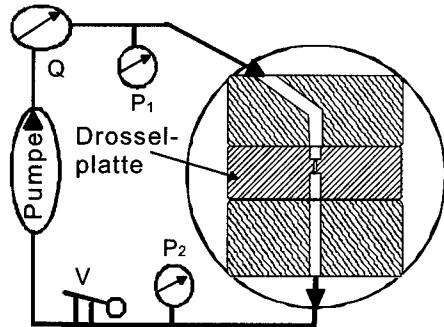


Abbildung 6.4: Schematischer Aufbau des MLD 2000 bei AT DS EI. Mittels der Pumpe ließ sich der Vordruck einstellen und mit dem Ventil V wurde Gegendruck reguliert. Beide Druckwerte ließen sich an den Druckmessern P_1 und P_2 ablesen. Der gesamte Massenstrom wird mit dem Durchflussmesser Q erfasst. Die Drosselplatte, die zu der des Injektors fast baugleich ist, wird von zwei Platten eingeschlossen.

6.2 Ergebnisse und Diskussion

6.2.1 Messung von ein- und -auslassseitig unterschiedlich verrundeten Drosseln

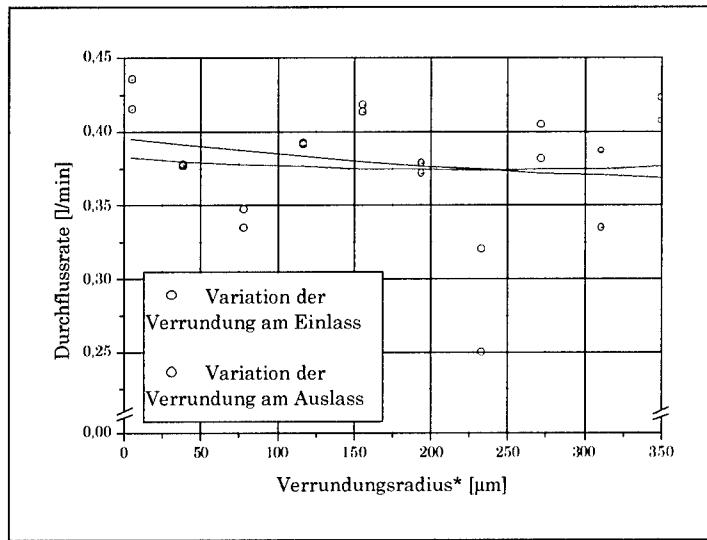


Abbildung 6.5: Durchflussmessung von zehn unterschiedlich verrundeten Drosseln. Gemessen wurde in normaler Flussrichtung und bei um 180° gedrehten Drosseln. Die Einflüsse anderer Geometriefaktoren führen zu so starken Streuungen der gemessenen Daten, dass keine Aussage möglich ist, wie sich eine Verrundung der Ein- bzw. Auslasskante auf den Drosselwiderstand auswirkt.

In der ersten Versuchsreihe wurde eine Serie von zehn Drosseln angefertigt, bei denen der Verrundungsradius der Einlasskante in Schritten von 40 µm variiert wurde. Von diesen Drosseln wurden ca. fünf Durchflusswerte zwischen 95 bar und 105 bar Druckdifferenz aufgenommen und diese mit einer Potenzfunktion gefittet. Mit dieser Funktion wurde der Volumenfluss bei einer Druckdifferenz von 100 bar errechnet. In Abbildung 6.5 ist der so erhaltene Durchflusswert gegen den Verrundungsradius der Drosseln aufgetragen. Hierbei bezieht sich der Wert für den Radius auf den Sollradius bei der Anfertigung. Da die Einhaltung dieses Radius nicht zerstörungsfrei kontrolliert werden

konnte, ist von einem entsprechenden, nicht näher quantifizierbaren Fehler auszugehen. Selbst unter der Annahme entsprechender Toleranzen der Einlaufverrundungsradien kann keine eindeutige Aussage über den Einfluss einer Verrundung der Einlaufkante auf den Volumenstrom gemacht werden. Die gemessenen Werte unterscheiden sich um mehr als $\pm 20\%$, wodurch keine Aussagen über einen Trend bei einer Verrundung getroffen werden können. Auf Grund von Ergebnissen bei der Fertigung von Injektordrosseln, bei denen durch hydroerosives Verrunden der Durchflussbeiwert fein abgestimmt wird, erwartet man eine Durchflusszunahme von höchstens +10%.

Die zweite Messkurve in Abbildung 6.5 zeigt die Durchflusscharakteristik für den Fall einer Variation des Verrundungsradius an der Auslasskante. Für diese Messung wurden die Drosselplatten in der Messapparatur um 180° gedreht, so dass sich nun die Durchflussrichtung änderte. Auch bei dieser Messung lässt sich kein Trend erkennen. Es ist jedoch auffällig, dass bei beiden Experimenten die Messwerte meist dicht beieinander liegen. Ein Grund dafür ist, dass andere Faktoren, wie unterschiedliche Drosseldurchmesser oder Drossellängen, einen erheblich größeren Einfluss ausüben und die Drosselrohlinge keine exakt gleiche Geometrie aufweisen.

6.2.2 Messung von acht sukzessive verrundeten Drosseln

Es zeigte sich, dass es fertigungstechnisch nicht möglich war, identische Drosseln zu erstellen, die sich nur in der Verrundung der Einlasskante unterscheiden. Eine Möglichkeit, diesen Effekt dennoch zu messen, besteht darin, nicht den absoluten Fluss, sondern die Flussänderung der Drossel vor und nach dem Verrunden zu messen. Zu diesem Zweck wurden weitere acht Drosselrohlinge zu einem zweiten Experiment herangezogen und zunächst im Rohzustand, d.h. ohne weitere Bearbeitung, die Durchflussrate gemessen. Das in Abbildung 6.6 dargestellte Ergebnis lässt wiederum erkennen, dass die Rohlinge zu unterschiedlich sind, um sie als identisch zu bezeichnen.

Um auszuschließen, dass die deutliche Varianz der Ergebnisse auf die Messapparatur oder den Messvorgang zurückzuführen sind, wurden die Experimente mit den Rohlingen wiederholt. Dabei konnten alle Werte mit einer Genauigkeit von $\pm 0,5\%$ reproduziert werden.

Im folgenden Schritt wurden jeweils zwei Drosseln mit einem Radius von $30 \mu\text{m}$, $60 \mu\text{m}$, $90 \mu\text{m}$ und $120 \mu\text{m}$ verrundet und nach erfolgter Verrundung der Durchfluss gemessen. In Abbildung 6.7 ist zu erkennen, dass der Fluss deutlich zunimmt. Es ist bei der Darstellung der Ergebnisse jedoch wieder zu berücksichtigen, dass der tatsächliche Verrundungsradius nicht bekannt ist. Da die Zielsetzung von diesem Experiment war, eine Flussänderung bezüglich des Rohlings zu messen und da eine zerstörungsfreie

Vermessung nicht möglich war, konnte vor dem ersten Verrundungsschritt das tatsächliche Kantenprofil nicht ermittelt werden.

Es wäre wünschenswert, dass die Flussänderungen auf Grund unterschiedlicher Verrundungsgrade bei nur einer Drossel gemessen werden könnten. Leider ist dies mit dem oben beschriebenen Verrundungsverfahren nicht möglich. Ein Radius kann nur dann hinreichend genau aufgeprägt werden, wenn die Kante noch keine Verrundung aufweist oder der bereits vorhandene Verrundungsradius etwa um den Faktor drei kleiner ist. Das bedeutet, dass die Drosseln nur zweimal verrundet werden können. Von den acht Drosseln wurde dies bei vier Drosseln durchgeführt. Die Radien betrugen jetzt 120 µm, 150 µm, 210 µm und 350 µm.

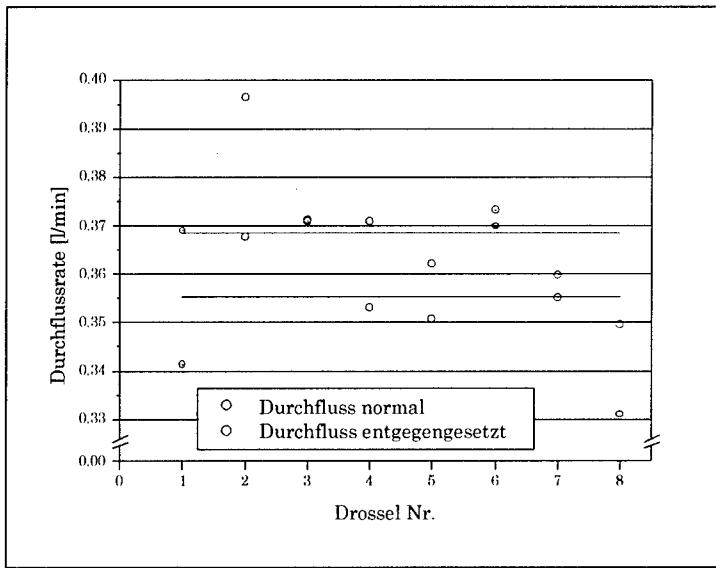


Abbildung 6.6: Durchflussmessung von gleich angefertigten Rohlingen ohne Verrundung der Einlasskante. Gemessen wurde in normaler Flussrichtung und bei um 180° gedrehten Drosseln. Die Abweichungen von ca. 10% im Volumenfluss sind auf Fertigungstoleranzen zurückzuführen.

Im folgenden Durchflussexperiment wurde wiederum die Flussrate für alle acht Drosseln ermittelt. Bei den Drosseln mit Verrundungsradius 30 µm bis 120 µm konnten die bereits vorliegenden Werte bestätigt werden. Es wurde ein Messfehler kleiner 1% ermittelt. Die Resultate aller Messreihen sind in Abbildung 6.8 zusammengefasst.

Die erhaltenen Ergebnisse zeigen für kleine Radien eine gut erkennbare Zunahme im totalen Fluss. Dies steht in gutem Einklang mit den theoretischen Betrachtungen für Strömungen an einer unstetigen Rohrverengung. Bei zunehmender Verrundung der Einlasskante nimmt die Strahlkontraktion ab und der effektive Rohrquerschnitt nimmt zu, was zu einem erhöhten Durchfluss führt.

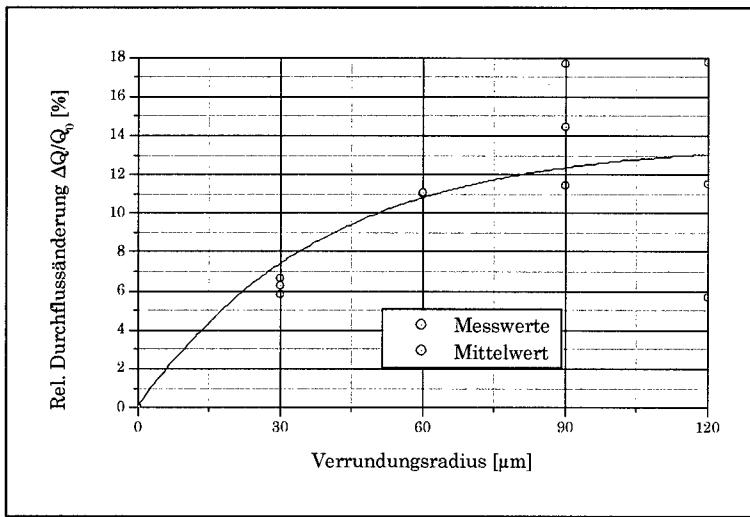


Abbildung 6.7: Dargestellt ist die relative Flusszunahme von jeweils zwei Drosseln für jeden Verrundungsradius nach Verrunden der Drosselrohlinge an der Anströmkante. Deutlich ist eine Zunahme des totalen Flusses zu erkennen.

Für die Auslasskante lässt sich jedoch kein eindeutiger Trend erkennen. Für die Werte der Drosseln mit einer Verrundung von 150 μm und 240 μm stellt sich ein auffällig geringer Fluss ein, der in beiden Strömungsrichtungen weit unter dem Niveau der anderen Drosseln liegt. Ein Zusammenhang mit dem Verrundungsgrad kann hier nicht erklärt werden. Die relativ große Abweichung von dem erwarteten Ergebnis liegt für die beiden Drosseln vermutlich an anderen Faktoren, die hier nicht erkennbar waren. Als mögliche Ursache kommt eine Verunreinigung in der Drosselbohrung in Frage. Eine mikroskopische Untersuchung der Drosseln nach einem Verrundungsvorgang auf Rückstände von Polierpaste oder Schleifstaub ließ jedoch keinerlei Strömungshindernisse erkennen. Auch neu entstandene Furchen im Drosselkanal waren nicht nachweisbar.

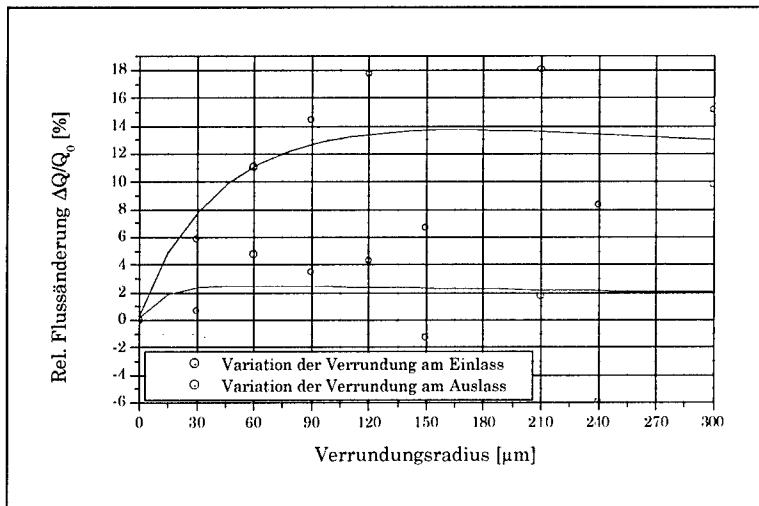


Abbildung 6.8: Änderung der Durchflussrate bei schrittweiser Verrundung der Ein- bzw. Auslasskante.

Von weiterem Interesse war auch der kritische Druckwert, ab dem Kavitation innerhalb der Drossel auftritt. In Abbildung 6.9 ist die Durchflussrate der Drossel mit der größten Verrundung in Abhängigkeit von der anliegenden Druckdifferenz dargestellt, wobei der Vordruck konstant 300 bar betrug. Im Fall von kaviterender Strömung ist die Fluidmenge, die pro Zeiteinheit durch die Drossel fließt, nur vom Vordruck und nicht mehr vom Gegendruck abhängig. Wenn in der Drossel lokal der Dampfdruck unterschritten wird und Kavitation auftritt, lässt sich der Druck in der Drossel nicht weiter senken. Das erkennt man sehr gut bei der Messkurve für die Strömungsrichtung, bei der die Auslasskante, nicht aber die Einlasskante verrundet ist. Ab ca. 180 bar Druckdifferenz nimmt der Fluss einen konstanten Wert an, der für einen Vordruck von 300 bar den maximalen Durchsatz bedeutet. Betrachtet man dagegen den Fluss bei verrundeter Einlasskante, dann ist dieser Umschlagpunkt bei viel niedrigerem Gegendruck und einer Druckdifferenz von 230 bar. Das bedeutet, dass durch eine Verrundung der Einlasskante ein Eintreten von Kavitation verzögert wird.

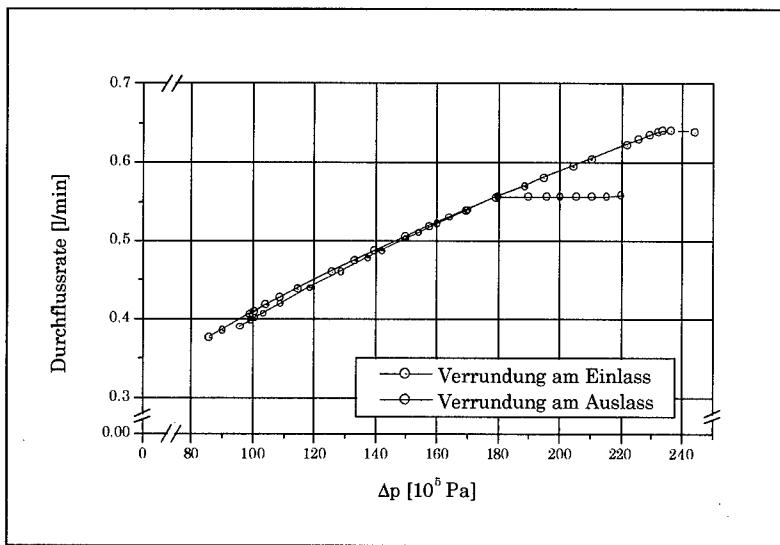


Abbildung 6.9: Volumenfluss in beiden Richtungen für eine Drossel mit sehr großer Verrundung an nur einer Kante. Im Fall einer verrundeten Einlasskante liegt der Umschlagpunkt für kavitative Strömung bei ca. 230 bar Druckdifferenz. Eine scharfe Kante begünstigt Kavitation und lässt die Strömung schon bei einer Druckdifferenz von 180 bar umschlagen.

In Kapitel 2 wurde der Strömungsverlust an einer Drossel mit Hilfe der Kontinuitäts-Gleichung und der Bernoulli-Gleichung auch für kaviterende Strömung hergeleitet. Vergleicht man die maximalen Flüsse in beiden Richtungen von Abbildung 6.9, dann erhält man mit Gleichung 2.16 und Gleichung 2.17 eine Kontraktionszahl von 84% für die Strömung um eine scharfe Einlasskante.

6.2.3 Auswertung der Drosselgeometrie

Nachdem es während des Verrundungsprozesses nicht möglich war, das exakte Kantenprofil zu ermitteln, mussten die Drosseln nach der Durchflussmessung aufgeschliffen werden, so dass das Profil im Querschnitt erkennbar ist. Die folgenden Abbildungen zeigen Drosselquerschnitte, die mit einem optischen Mikroskop aufgenommen wurden.

Beim Anfertigen des Schliffs war es sehr wichtig, die Drossel exakt bis zur Mitte aufzuschneiden. Leider wurde dies bei einigen Drosseln nicht mit der gebotenen Sorgfalt durchgeführt. Bei einigen Drosseln verläuft der Schnitt nicht wie erfordert präzise durch die Mitte, sondern deutlich außerhalb. Ein entsprechender Radius für die Kantenverrundung war so nachträglich nicht mehr feststellbar. Die Abbildungen 6.10 bis 6.13

lassen dennoch Aussagen darüber zu, von welcher Qualität die Verrundungen sind. Es lässt sich erkennen, dass die Kurven im Allgemeinen weich verlaufen und keine auffallenden störenden Unebenheiten einen Strömungsabriss begünstigen. Trotzdem ist in einzelnen Fällen deutlich das Profil eines Vielecks feststellbar, wenn die verschiedenen Polierstufen mit unterschiedlicher Intensivität durchgeführt wurden.

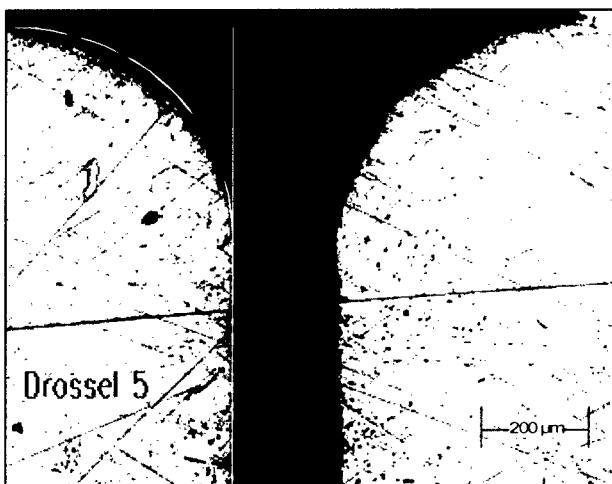


Abbildung 6.10 : Profil der Einlasskante bei einem maximalen Verrundungsradius von ca. 350 μm .

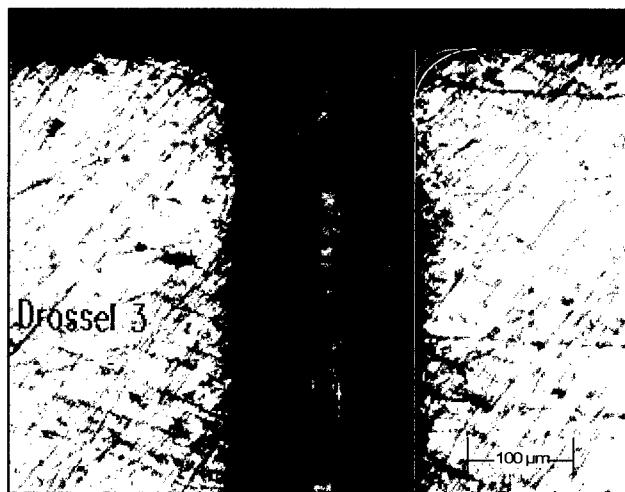


Abbildung 6.11: Profil einer Einlasskante mit einem Verrundungsradius von ca. 50 μm .

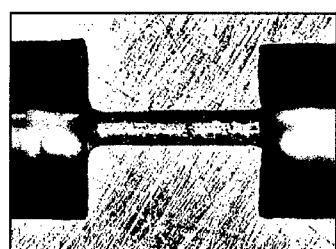


Abbildung 6.12: Querschnitt einer Drossel; Links ist die verrundete Einlasskante erkennbar.
Der Radius der Verrundung beträgt ca. 100 μm .

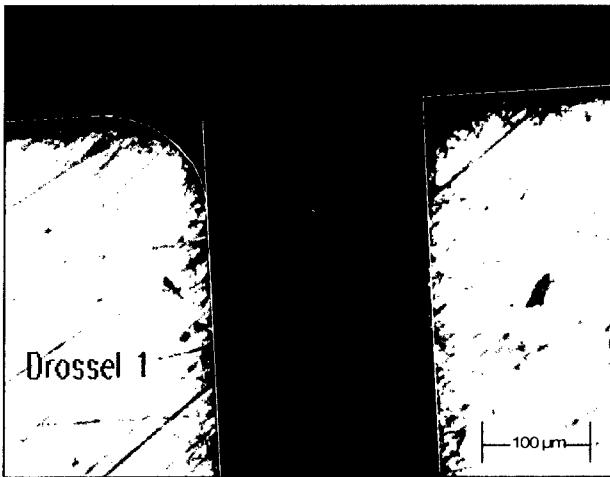


Abbildung 6.13: Profil der Einlasskante einer Drossel im Maßstab 200:1. Der Radius der Verrundung beträgt ca. 100 μm .

6.3 Zusammenfassung

Auf Grund der zur Zeit nicht beherrschbaren geometrischen Toleranzen bei der Herstellung von Drosselrohlingen und der eingeschränkten Möglichkeiten bei der weiteren Bearbeitung der Drosseln ist es nicht möglich, experimentell den Einfluss der Drosselgeometrie auf das Durchflussverhalten exakt zu bestimmen. Trotzdem war es bei den Messungen möglich, deutliche Trends zu beobachten. Es zeigte sich, dass eine verrundete Einlasskante im Vergleich zu einer scharfen Kante eine Durchflusszunahme verursacht. Auf diesen Einfluss einer Verrundung ist bei einer numerischen Simulation besonders Rücksicht zu nehmen. Damit das Ergebnis einer Simulation für eine Drosselströmung als zuverlässig angesehen werden kann, muss auch der Einfluss von Verrundungen richtig wiedergegeben werden. Da das Ergebnis einer numerischen Simulation neben dem Turbulenzmodell maßgeblich von der Vernetzung abhängt, stellt dies ein Kriterium für eine auf das Problem angepasste hochwertige Gitterauflösung dar.

Die Untersuchung des Umschlagpunktes von kavitationsfreier zu kavitiertender Strömung zeigte ebenfalls einen Einfluss der Verrundung der Einlasskante. Dieser Umschlagpunkt tritt bei einer Simulation mit einem inkompressiblen Fluid nicht direkt in Erscheinung. Nimmt man allerdings an, dass die Durchflussrate bei einer Senkung des Gegendrucks nicht weiter zunehmen kann, sobald der statische Druck lokal den Dampfdruck des Fluids

unterschreitet, dann kann das globale Druckminimum den Umschlagpunkt beschreiben. Auch hier zeigt sich in der Simulation eine große Abhängigkeit von der Netzauflösung und auch von dem verwendetem Turbulenzmodell.

Kapitel 7 Experimente mit Wasser bei 100 mbar

Alle bisherigen Simulationen konnten keine klaren Aussagen bringen, wie das Durchflussverhalten der berechneten Drossel von dem speziellen Fall einer Verrundung der Einlasskante abhängt. Ein entscheidendes Kriterium war der Versuch, eine Reproduzierbarkeit bei den Simulationen für unterschiedliche Vernetzungen zu erzielen. Genauso wichtig ist es, ein Ergebnis zu erreichen, das gleichfalls physikalisch zutreffend ist. Aus diesem Grund ist es notwendig, den Einfluss einer Verrundung der Einlasskante im Experiment genauer zu untersuchen und die Zuverlässigkeit der Programme genau zu verifizieren.

Vorangegangene Experimente machten deutlich, dass es nur unzureichend möglich ist, Veränderungen im Durchflussverhalten auf eine definierte Geometrieänderung zurückzuführen. In den meisten Fällen konnte kein eindeutiger Zusammenhang zwischen Durchflussänderung und beabsichtigter Formgebung gefunden werden. Da eine Messgenauigkeit aufgrund eines Apparaturfehlers ausgeschlossen werden konnte, musste die Ursache für die Streuung der Ergebnisse an Toleranzen bei der Drosselfertigung liegen. Darunter ist nicht zu verstehen, dass die Drosseln erheblich von der vorgegebenen Geometrie abweichen, sondern dass nur sehr geringe Abweichungen zu großen Auswirkungen im Durchflussverhalten führen können. Eine Wiederholung der durchgeführten Experimente mit einem neuen Satz von Testdrosseln versprach wenig Erfolgssicht, da mit dem durchgeführten Herstellungsverfahren keine größere Genauigkeit erzielt werden kann. Eine alternative Technik, die eine ausreichend präzise Fertigung ermöglicht, ist ebenfalls nicht bekannt.

Daher ist es nur möglich, den Einfluss von Verrundungsradien an Ein- und Auslasskante auf den Durchfluss genau zu untersuchen, wenn man die Drosseln in einem größeren Maßstab fertigt. Nur dann lässt sich ausschließen, dass Oberflächenrauhigkeiten, Grate oder unbeabsichtigte Verrundungen an erwünschten scharfen Kanten sich auf das Durchflussverhalten auswirken. Beim Übergang zu einem größeren Maßstab der Drosseln lässt sich das Ähnlichkeitsgesetz anwenden, das bei Strömungen allgemein gültig ist und es gestattet, experimentelle Ergebnisse auf eine andere Dimensionierung zu übertragen.

7.1 Ähnlichkeitsgesetz

Soll eine größere Dimensionierung für die Drosselgeometrie gewählt werden, führt das zu einem anderen Strömungstyp. Um weiterhin vergleichbare Aussagen treffen zu können, muss das Ähnlichkeitsgesetz beachtet werden. Dieses besagt, dass jede Strömung durch einen einzigen Parameter bestimmt ist, nämlich der Reynolds-Zahl Re . Sind für zwei Strömungsprobleme die Geometrien gleicher Gestalt und die jeweiligen Reynolds-Zahlen identisch, dann ergibt sich ein ähnliches Strömungsprofil. Als Geometrien gleicher Gestalt bezeichnet man dabei Geometrien, die mathematisch gesehen ähnlich sind und deren Abmessungen im gleichen Verhältnis aus einander hervorgehen. Genauso werden ähnliche Geschwindigkeits- und Druckverteilungen verstanden. Zwei Geschwindigkeitsverteilungen v_1 und v_2 lassen sich als ähnlich bezeichnen, wenn

$$v_2(x) = u \cdot v_1\left(\frac{x}{l}\right) \quad (7.1)$$

erfüllt ist. Dabei sind die Größen l und u zwei charakteristische Größen, mit denen die Abmessungen und die Geschwindigkeiten der beiden Strömungen skalieren. Bei der Auswahl des Wertes für die charakteristische Geschwindigkeit u war es zweckmäßig, das Geschwindigkeitsmittel der Rohrströmung zu wählen. Als charakteristische Länge l wurde der Drosseldurchmesser gewählt.

7.1.1 Herleitung über die Navier-Stokesche Gleichung

Mit dem gleichen Skalierungsverfahren wie bei der Ähnlichkeit von Strömungsgeometrie und Geschwindigkeitsprofil lassen sich auch ein dimensionsloser Orts- und Geschwindigkeitsvektor \mathbf{x}_n und \mathbf{v}_n einführen.

$$\mathbf{v}(\mathbf{x}) = u \cdot \mathbf{v}_n(\mathbf{x}_n), \quad \mathbf{x}_n = \frac{\mathbf{x}}{l} \quad (7.2)$$

Betrachtet man stationäre Strömungen von inkompressiblen Flüssigkeiten, dann vereinfacht sich die Navier-Stokesche Gleichung auf folgende Beziehung:

$$(\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \Delta \mathbf{v}. \quad (7.3)$$

Setzt man nun für die Geschwindigkeit den Ausdruck in Gleichung (7.2) ein, dann erhält man mit dem dimensionslosen Druckfeld

$$p_n(\mathbf{x}_n) = \frac{1}{\rho \cdot u^2} p(\mathbf{x}) \quad (7.4)$$

$$(\mathbf{v}_n \nabla) \mathbf{v}_n = -\frac{1}{\rho \cdot u^2} \nabla p_n + \frac{\nu}{l \cdot u} \Delta \mathbf{v}_n. \quad (7.5)$$

Man erkennt sofort, dass die Lösung dieser Differentialgleichung nur vom dimensionlosen Faktor des letzten Terms abhängt. Der Kehrwert von diesem Faktor wird als Reynolds-Zahl Re definiert.

$$Re = \frac{u \cdot l}{\nu} \quad (7.6)$$

Für die Strömung durch eine Drossel bedeutet das, dass man für zwei geometrisch ähnliche Drosseln das gleiche Strömungs- und Druckprofil erhält, wenn die Reynolds-Zahlen für beide Strömungen gleich sind. Im folgenden werden unterschiedliche Maßstäbe und Fluide verglichen, bei denen das Ähnlichkeitskriterium erfüllt ist.

7.1.2 Vergleich verschiedener Drosseldimensionierungen

Die bisherigen Experimente mit Dieselöl wurden an Drosseln mit einem Drosseldurchmeser von $D = 0,25$ mm und einem Druckunterschied von $\Delta p = 100$ bar durchgeführt. Die mittlere Geschwindigkeit im Inneren der Drossel von $v = 150$ m/s liefert einen Wert für die Reynolds-Zahl von $Re = 9870$. Da die Experimente nur in begrenztem Umfang Aussagen über das Durchflussverhalten erlaubten, war es erforderlich, die Dimensionen der Drossel zu vergrößern. Damit lassen sich präziser die Auswirkungen der Geometrie auf den Durchfluss nachweisen. Will man beispielsweise die Drossel im Maßstab 5:1 fertigen, müssen die anderen Strömungsgrößen entsprechend angepasst werden. Bei nochmaliger Verwendung von Diesel muss daher die mittlere Geschwindigkeit auf ein Fünftel verkleinert werden.

	Wasser	Diesel	Luft
Dichte [kg/m^3]	1000	850	1,29
Dynamische Viskosität μ [$\text{Pa}\cdot\text{s}$]	$8 \cdot 10^{-4}$	$3,23 \cdot 10^{-3}$	$1,8 \cdot 10^{-5}$
Kinematische Viskosität ν [m^2/s]	$8,00 \cdot 10^{-7}$	$3,80 \cdot 10^{-6}$	$1,40 \cdot 10^{-5}$

Tabelle 7.1: Materialeigenschaften bei 30°C von möglichen Fluiden für eine weitere Experimentreihe mit größeren Drosseldimensionen.

Es bietet sich aber auch die Möglichkeit, auf ein anderes Fluid als Diesel auszuweichen. Diesel wurde bisher verwendet, da man die gleichen Bedingungen schaffen wollte, wie sie auch im Injektor vorliegen. Da durch eine größere Drosseldimensionierung nicht mehr die gleichen Konditionen vorliegen, ist auch nicht mehr die Notwendigkeit gegeben, sich auf Diesel als Testfluid zu beschränken. Genauso gut kann vom physikalischen Standpunkt aus auch Wasser oder Luft oder ein anderes Fluid verwendet werden.

Wasser hat gegenüber Diesel aus Kostengründen und wegen der Handhabbarkeit erhebliche Vorteile. Soll statt Diesel Wasser verwendet werden, dann muss auch berücksichtigt werden, dass die kinematische Viskosität von Diesel um den Faktor 4,75 größer ist als die von Wasser. Die Durchschnittsgeschwindigkeit muss infolgedessen in diesem Fall um den Faktor 0,042 kleiner sein. Eine kleinere Durchflussmenge kann aber mit Hilfe der Druckskalierung in Gleichung (7.4) abgeleitet werden. Beim Übergang von einem Experiment mit einem Fluid mit Dichte ρ_1 und einer mittleren Geschwindigkeit u_1 zu einem Experiment mit einem Fluid mit Dichte ρ_2 und einer mittleren Geschwindigkeit u_2 berechnet sich die neue Druckdifferenz mit

$$\Delta p_2 = \Delta p_1 \cdot \frac{\rho_2 \cdot u_2^2}{\rho_1 \cdot u_1^2} = \Delta p_1 \cdot \frac{\rho_2 \cdot v_2^2 \cdot l_1^2}{\rho_1 \cdot v_1^2 \cdot l_2^2}. \quad (7.7)$$

Der Druckabfall ist aus den Experimenten mit Diesel und einer Drossel mit einem Drosseldurchmesser von $D=0,25$ mm bekannt und beträgt $\Delta p_1=100$ bar. Damit ergibt sich für die gleiche Drossel aber mit Wasser als Fluid ein Druckabfall von $\Delta p_2=5$ bar.

Bei einer Drossel im Maßstab 5:1 und einem Drosseldurchmesser von $D=1,25$ mm ergibt sich für den Druckabfall bei Diesel $\Delta p_2=4,4$ bar und bei Wasser $\Delta p_2=0,23$ bar.

Bei einer Drossel im Maßstab 10:1 und einem Drosseldurchmesser von $D=2,5$ mm ergibt sich für den Druckabfall bei Diesel $\Delta p_2=1,1$ bar und bei Wasser $\Delta p_2=57$ mbar. Die Ergebnisse für die Geschwindigkeits- und Druckverhältnisse für Diesel und Wasser bei möglichen Drosseldimensionen sind in Tabelle 7.2 zusammengefasst. Es zeigt sich, dass bei einer Vergrößerung der Drossel das Druckniveau stark abnimmt. Ein Differenzdruck von weniger als 50 mbar ist messtechnisch ungeeignet, da durch die Gewichtskräfte des Fluides im Inneren der Drossel und der weiteren Messanordnung Druckveränderungen auftreten. Diese liegen mit 1 mbar in dem Größenbereich, in dem sich die Änderungen des Differenzdruckes aufgrund der zu untersuchenden Einflüsse verschiedener Drosselgeometrien bewegen werden. Bei Wasser wäre der Druckunterschied zwischen oberer und unterer Rohrwand größer als 2% des gesamten Druckabfalls. Damit liegt bei Wasser eine Vergrößerung der Drossel um den Faktor 10 im maximal möglichen Rahmen, bei Diesel könnte auch ein größerer Faktor gewählt werden.

	Diesel	Wasser
Maßstab 1:1		
Drosseldurchmesser $D = 0,25 \text{ mm}$		
Fluss [ml/s]	7,4	1,55
v_{mittel} [m/s]	150	31
Druckabfall [bar]	100	5,8
Maßstab 5:1		
Drosseldurchmesser $D = 1,25 \text{ mm}$		
Fluss [ml/s]	37	7,8
v_{mittel} [m/s]	30	6
Druckabfall [bar]	4,4	0,23
Maßstab 10:1		
Drosseldurchmesser $D = 2,5 \text{ mm}$		
Fluss [ml/s]	74	15
v_{mittel} [m/s]	15	3,1
Druckabfall [bar]	1	0,058
Maßstab 20:1		
Drosseldurchmesser $D = 5 \text{ mm}$		
Fluss [ml/s]	147	31
v_{mittel} [m/s]	7,5	1,6
Druckabfall [bar]	0,26	0,014

Tabelle 7.2: Vergleich ähnlicher Strömungen mit Wasser und Diesel als Fluid bei unterschiedlichen Drosseldimensionen.

Bei der Wahl des Fluids sind die Vorteile von Wasser offensichtlich. Es ist nicht nur kostengünstiger, sondern auch einfacher in der Handhabung. Entscheidend war jedoch, dass bei einer Dimensionierung der Drossel im Maßstab 10:1 der Druckunterschied an der Drossel ca. 58 mbar betragen müsste. Um diesen Druck zu erzeugen, ist es nicht notwendig, Druckpumpen zu installieren, sondern es kann der statische Druck einer Wassersäule genutzt werden. Bei der Verwendung von Druckpumpen muss zusätzlich mit Druckreglern das Druckniveau auf einen Sollwert abgestimmt werden, was ebenfalls eine Quelle für mögliche Druckschwankungen darstellt.

Eine Druckerzeugung durch die Gewichtskraft einer Flüssigkeitssäule ist auch mit Dieselöl denkbar. Das führt jedoch zu einem sehr großen Volumenfluss von etwa 0,3 l/s. Dieser hohe Durchfluss erfordert bei einem konstant gehaltenen Druckniveau einen sehr großen Aufwand. Zum einen müsste der Vorratsbehälter einen sehr großen Querschnitt haben, zum anderen ist es wiederum sehr schwierig, den Druck konstant zu halten und die Anforderungen an die Druckaufnehmer sind in Bezug auf die Reaktionszeit sehr hoch.

Unter Berücksichtigung aller Anforderungen war eine Entscheidung für Wasser bei einem Druckabfall von ca. 50 mbar am erfolgversprechendsten.

7.2 Experimentelle Durchführung

7.2.1 Aufbau der Drossel-Messstrecke

Die in Abbildung 7.1 dargestellte Apparatur zeigt den prinzipiellen Aufbau der Messtrecke. Sie besteht aus einer exakt waagerecht montierten Rohrleitung mit zwei eingebauten Drosseln, einem angeschlossenen Druck- und zwei Differenzdruckabnehmern und einem Absperrhahn. Zur Druckerzeugung und als Vorratsbehälter dient der senkrecht montierte Tank 1. Ein kleiner Behälter wird am Ende der Rohrleitung angebracht, damit sich keine Staueffekte auf den Gegendruck in der Rohrleitung auswirken. Der Füllstand in diesem Behälter muss deshalb niedriger als die Öffnung der Rohrleitung liegen. Der Sammelbehälter Tank 2 besitzt die gleiche Kapazität wie Tank 1. Daran angeschlossen ist eine Pumpe, die das Wasser von Tank 2 in den Tank 1 befördert und somit den Kreislauf in der Messtrecke schließt.

Durch die Einrichtung eines zusätzlichen Leitungssystems mit einer angeschlossenen Vakuumpumpe ist es auch gestattet, die Anlage zu evakuieren. Das bewirkt, dass der Gegendruck herabgesetzt werden kann, ohne dass dadurch der Differenzdruck verändert wird. Eine Reduzierung des Gegendrucks ist wichtig, wenn der Umschlagpunkt bestimmt werden soll, bei dem die Drosselströmung anfängt zu kavitierten. Dazu ist an die Rohrleitung auch der Absolutdrucksensor angeschlossen.

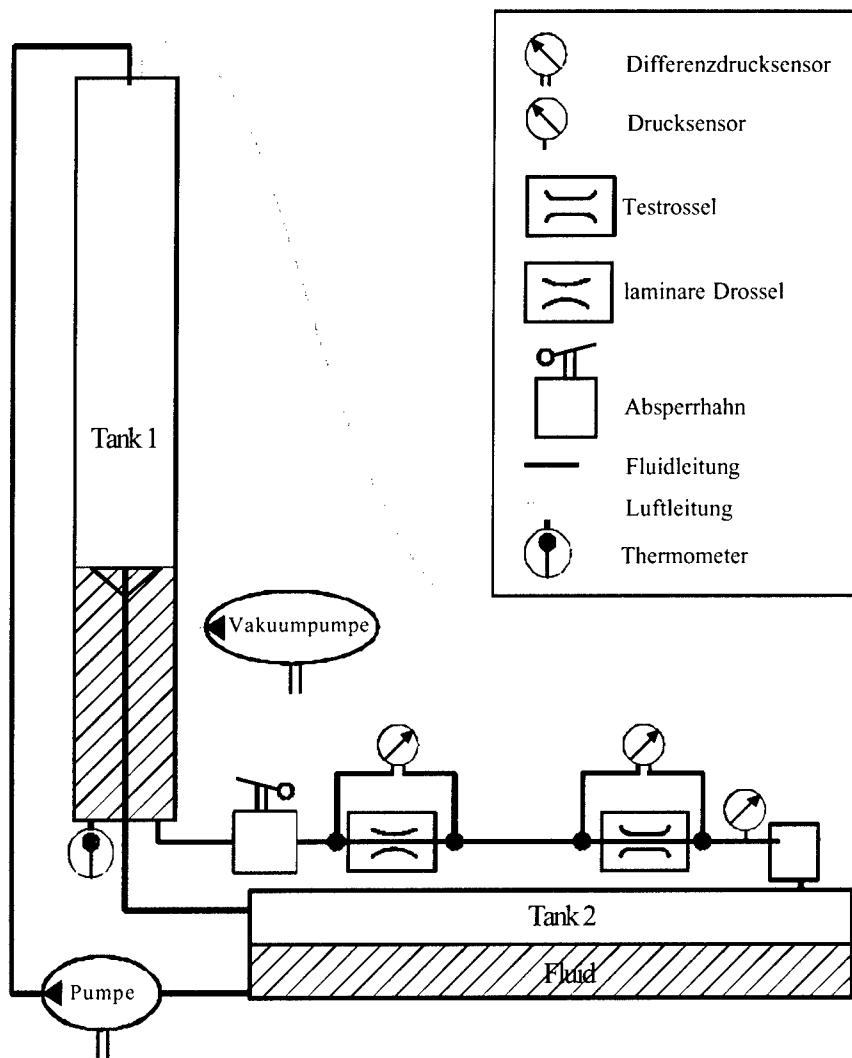


Abbildung 7.1: Skizze der Messapparatur.

Die Funktionsweise der einzelnen Komponenten wird noch im Detail genauer beschrieben.

7.2.1.1 Leitungssystem

Wie die Ähnlichkeitsbetrachtungen gezeigt haben, muss der Druckunterschied an einer Drossel ca. 50 mbar betragen. Bei diesem sehr kleinen Druckunterschied ist es notwendig, auch entstehende Druckveränderungen aufgrund der Gewichtskraft von Wasser innerhalb der Leitung zu beachten. Die Differenzdrucksensoren müssen unbedingt waagerecht und auf gleicher Höhe mit der Rohrleitung montiert werden, damit sie den tatsächlichen Differenzdruck messen, der an den Drosseln anliegt und nicht durch den statischen Druck verfälschte Werte anzeigen. Die Rohrleitung selbst muss ebenfalls exakt waagerecht ausgerichtet sein.

Da die Experimentbedingungen genau denen in der Simulation entsprechen müssen, ist auch dafür zu sorgen, dass die Strömungsbedingungen am Einlass der Drossel mit den Geschwindigkeitsrandbedingungen in der Simulation übereinstimmen. Daher muss die Rohrleitung vor jeder Drossel über eine ausreichende Länge verfügen, damit eine hydrodynamisch voll ausgebildete Rohrströmung vorherrscht. Eine voll ausgebildete Rohrströmung besteht, wenn sich die Viskositätseffekte der Strömung von der Randschicht ausgehend in Strömungsrichtung bis in die Rohrmitte auswirken und dort das Strömungsbild bestimmen. Analytische Ergebnisse für die Entwicklung von laminarer Strömung sind in [Cur] aufgeführt. Eine charakteristische Länge für die Ausbildung von Rohrströmungen ist die Hydrodynamische Eintrittslänge L_h . Sie gibt an, nach welcher Länge bei einem anfangs konstanten Geschwindigkeitsprofil über den Rohrquerschnitt 99% des voll entwickelten Profils erreicht sind. Für die Hydrodynamische Eintrittslänge gilt

$$L_h = 0,0105 \cdot Re \cdot D. \quad (7.8)$$

Für die Rohrströmung kann angenommen werden, dass die Reynolds-Zahl bezogen auf den Rohrdurchmesser einen Wert von $Re = 2500$ nicht überschreitet und der Wert von L_h in dieser Anordnung etwa 25 cm beträgt. Aus diesem Grund ist in der Messstrecke ein Abstand von etwa 45 cm zwischen den Drosseln vorgesehen. Für diese Rohrströmung errechnet sich ein Druckabfall aufgrund von laminarer Reibung mit der Rohrwand von

$$\Delta p = \frac{32 \cdot \bar{v} \cdot \mu \cdot L}{D^2}. \quad (7.9)$$

Somit erhält man einen Druckverlust in der Rohrleitung von $\Delta p / L = 7,9$ mbar/m. Um diesen Beitrag möglichst gering zu halten, müssen die Drucksensoren den Druck unmittelbar vor und nicht zu weit hinter der Drossel abgreifen. Allerdings bedeutet eine Anschlussstelle an die Rohrleitung auch eine Störung für das Parabelprofil der laminaren Rohrströmung. Um diese Störung zu unterdrücken, wurde ein Leitungsabschnitt über

eine Länge von 2 cm mit sehr vielen Löchern versehen, die das Rohrinnere mit einer umgebenden Kammer verbinden. Der Durchmesser der Löcher beträgt nur 0,3 mm, so dass kaum eine Strömungsveränderung durch die Bohrungen auftritt. Mit dem sehr kleinen Lochdurchmesser nimmt man jedoch in Kauf, dass nur wenig Wasser durch diese Löcher hindurchfließen kann, wenn der sich der Druck im Inneren der Leitung verändert. Das maximale Volumen, das bei einer Druckänderung von $\Delta p = 100 \text{ mbar}$ hindurchfließen muss, um den Differenzdruck auszugleichen, wurde mit $V = 0,12 \text{ ml}$ gemessen. Die damit verbundene Ansprechzeit des Druckaufnehmers konnte mit $\tau \approx 2 \text{ s}$ experimentell bestimmt werden. Diese Zeit ist wichtig, um die minimale Samplezeit abzuschätzen, mit der Daten akquiriert werden können.

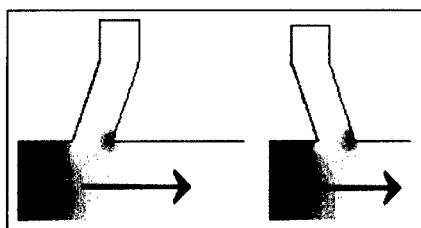


Abbildung 7.2: FEM-Simulation zur Druckverteilung in einer Anschlussbohrung. Je nach Winkel zur Strömungsrichtung ergibt sich ein unterschiedlicher Druckwert im Anschlusskanal.

Mit der großen Anzahl von Bohrungen soll zum einen versucht werden die Zeit für den Druckaustausch zu verringern, zum anderen erhält man durch die große Zahl ein statistisches Mittel für das Durchflussverhalten. Durch die kleinen Lochdurchmesser ist die anliegende Strömungsgeschwindigkeit zwar sehr gering, es zeigte sich aber in FEM-Simulationen (Abbildung 7.2), dass der Druck außerhalb der Rohrleitung auch von der Geometrie der Bohrung abhängt. Um einen Fehler durch einzelne eventuell strömungsgünstig gefertigte Bohrungen auszuschließen, stellt eine große Anzahl von Bohrungen eine optimale Möglichkeit dar, diesen Faktor zu verringern. Bei dem verwendeten Druckanschluss sind die Bohrungen zusätzlich in Strömungsrichtung zueinander versetzt angeordnet, um sich gegenseitig nicht zu beeinflussen.

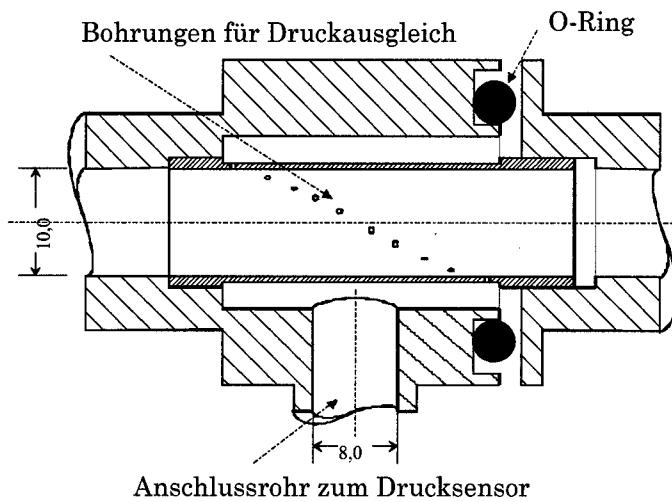


Abbildung 7.3: Die Skizze zeigt den Schnitt des Druckanschlusses. Die kleinen Bohrungen verbinden die Rohrleitung mit der umgebenden Kammer, ohne dass die Strömung in der Leitung gestört wird. Das Foto zeigt die Hülse mit den Bohrungen.

Betrachtet man die Kammer des Druckaufnehmers und die Verbindungsleitung als ein Volumen der Größe V_K und geht man von der Annahme aus, dass der einzige Strömungswiderstand beim Befüllen oder Entleeren der Kammer durch die Stoßverluste an den kleinen Bohrungen gegeben ist, dann herrscht in der Kammer des Druckaufnehmers ein Druck $p_K(t)$, der sich erst nach einer gewissen Zeit auf eine Änderung des Leitungsdruckes Δp_L einstellt. Die Änderung des Kammerdruckes ist hierbei durch

$$\dot{p}_K \propto \sqrt{|p_L - p_K|} \quad (7.10)$$

gegeben. Nach Integration erhält man für den zeitlichen Verlauf $\Delta p_K(t)$ bei einer plötzlichen Druckänderung in der Leitung $\Delta p_L = 100$ mbar zum Zeitpunkt $t_0 = 0$ s

$$\Delta p_K(t) = \frac{t}{\tau} \left(2 \cdot \Delta p_L - \frac{t}{\tau} \right). \quad (7.11)$$

Soll der gemessene Druckunterschied zwischen zwei Samples nicht mehr als 1 mbar betragen, muss von einer Zeit von 0,2 s ausgegangen werden, bis sich der neue Druck auch am Sensor einstellt.

Während einer Messung wird sich der Leitungsdruck erwartungsgemäß kontinuierlich mit einer maximalen Rate von $d\Delta p_L(t)/dt = -1$ mbar/s ändern, so dass daher der Druck

in der Kammer dieser Änderung mit der gleichen Rate, jedoch zeitlich verzögert folgt. Es wird sich eine zeitlich konstante Druckdifferenz $\Delta p_k - \Delta p_L$ zwischen Leitungs- und Kammerdruck einstellen. Für diese Differenz gilt der Zusammenhang

$$\Delta p_L - \Delta p_k = \frac{\left(1 \frac{\text{mbar}}{\text{s}}\right)^2 \cdot \tau^2}{100 \text{ mbar}} = 0,04 \text{ mbar} . \quad (7.12)$$

Das heißt, nimmt der Druck in der Leitung mit einer Rate von 1 mbar/s ab, dann misst der Drucksensor einen Druck, der um 0,04 mbar vom Leitungsdruck abweicht. Diese Abweichung ist sehr klein im Vergleich zur Genauigkeit des Sensors und der zu untersuchenden Effekte und kann somit vernachlässigt werden. Die Zeitkonstante des Drucksensors wurde vom Hersteller mit 0,2 s angegeben.

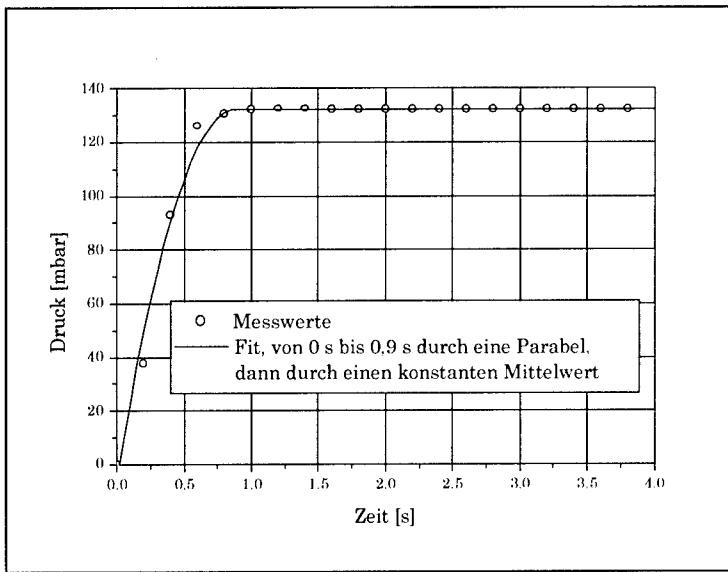


Abbildung 7.4: Zeitaufgelöste Darstellung der Ansprechzeit des Drucksensors nach Anlegen des vollen Druckes von ca. 135 mbar. Hier lag nach ca. 1 s der endgültige Druckwert am Sensor an.

An die Drosselhalterung wurden folgende Anforderung gestellt: Die Drosseln sollten möglichst einfach auswechselbar sein; Die Halterung sollte mit der Leitung dicht abschließen und die Drosseln spielfrei aufnehmen. Es zeigte sich bei den ersten

Messungen, dass beim Wechsel der Drosseln häufig Luftblasen eingeschlossen wurden. Das sehr störend ist, da Lufteinschlüsse an der vorderen Drosselkante einen entscheidenden Einfluss auf den Durchfluss haben. Um dies zu auszuschließen, mussten die Drosseln bei leicht geöffnetem Hahn eingesetzt werden. Die Drosseln wurden dann gegen einen schwachen Wasserstrahl in den Sitz einführt und somit eine Ausbildung von Luftblasen vor der Drossel verhindert. Diese Luftblasen haben die störende Eigenschaft, dass sie bei höheren Strömungsgeschwindigkeiten in die Drosselöffnung hineingesogen werden und dort direkt hinter der Einlasskante im Drosselkanal eine stabile Schicht ausbilden. Durch die Verwirbelung und den Abriss an der Kante tritt ein lokales Druckminimum auf, das sogar die Ausbildung von Luftblasen begünstigt, selbst wenn anfänglich keine Luft eingeschlossen war. Befindet sich im Drosselkanal Luft, dann wird dadurch die effektive Drosselöffnung verkleinert und der Fluss nimmt ab. Es musste aus diesem Grund möglich sein, von außen zu überprüfen, ob es zu einer Luftblasenbildung kommt. Daher wurden die Drosselhalterung und die Drosseln selbst aus Plexiglas gefertigt.

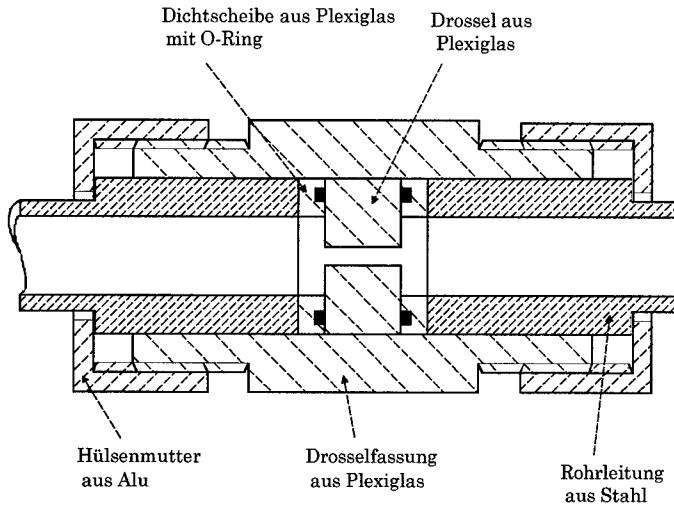


Abbildung 7.5: Skizze der Drosselhalterung. Die Ausführung mit Plexiglas erlaubt eine Überprüfung auf Blasenfreiheit im Drosselkanal.

Bei den Simulationen wurde nach der Drossel eine Nachlaufstrecke modelliert, so dass sich eine voll ausgebildete Rohrströmung entwickeln konnte. Am Ende der Nachlaufströmung wurden Druckrandbedingungen mit dem Gegendruck angelegt. Die gleichen

Randbedingungen auch im Experiment zu erhalten ist nur dadurch möglich, dass am Ende der Nachlaufstrecke die Strömung als Strahl ins Freie austreten kann. Das Rohr mündete daher in einen Auslaufbehälter und wurde am Ende von außen angeschrägt um eine scharfe Abrisskante zu erzeugen. Somit erleidet die Strömung als freier Strahl keine Stossverluste und das Druckniveau ist am Rohrende exakt definiert. Der Druck in der Rohrleitung am Rohrende stimmt mit dem Luftdruck im Auslaufbehälter überein. Damit der Strahl frei austreten kann, darf der Behälter zu keiner Zeit höher als bis zur Rohrmündung gefüllt sein.

Für die Druckerzeugung wurde der statische Druck einer Flüssigkeitssäule genutzt. Diese wurde durch einen senkrecht stehenden Tank gebildet, der eine Füllhöhe von 1,5 m aufwies. Dadurch ließ sich ein Druck von 150 mbar erzeugen. Bei der Messung war der Niedrigdruckbereich nicht von Bedeutung. Aus diesem Grund wurde der Tank 40 cm höher als die Drosseln montiert. Neben den Druckverlusten an den beiden Drosseln traten auch Verluste in der Rohrleitung, am Absperrhahn und am Auslauf des Tanks auf. Als verwendbarer Restdruck konnten letztendlich nur 180 mbar gemessen werden.

Diese Methode bewährte sich bestens um einen Druck zu erzeugen, der nicht von einem Rauschen überlagert wurde. Durch das kontinuierliche Entleeren wurde der gesamte Druckbereich von maximal 180 bar bis minimal 40 mbar abgedeckt. Es konnte in einem Experiment eine gesamte Durchflusskennlinie aufgenommen werden. Dies führte zu einer Verbesserung gegenüber den bisherigen Messungen mit Diesel, bei denen bei jedem Experiment nur die Flussrate für einen einzigen Druckwert gemessen werden konnte. Eine komplette Kennlinie zu messen war bei einer Diesel-Drossel aus zeitlichen Gründen nicht möglich.

Trotzdem muss diese Apparatur auch in der Lage sein, bei konstantem Druck zu arbeiten. Da man auf ein Regelventil verzichten wollte, musste dies durch einen gleichbleibenden Füllstand realisiert werden. Dieser wurde dadurch verwirklicht, dass in den Tank ein in der Höhe variabler Überlauf eingebbracht wurde. Der Abfluss dieses Überlaufes wurde so konzipiert, dass durch den notwendigen ständigen Zulauf keine unnötigen Druckschwankungen auftreten. Durch den speziellen Anschluss am oberen Tankende wurde ein gleichmäßiges Einfüllen von Wasser erreicht und die Bildung von störenden Wellen und Druckschwankungen verhindert. Stattdessen wurde das Wasser am Rand des Rohres herabgeleitet und an der Überlaufeinheit aufgefangen. Von dort konnte das Wasser ruhig und gleichmäßig in den Tank fließen und der Überschuss durch den Überlauf abströmen. Dadurch war gewährleistet, dass bei den Experimenten mit konstantem Druck, die vorwiegend der Kalibrierung dienten, keine messbaren Druckschwankungen auftraten. Abbildung 7.6 zeigt den Tankeinlass und die Überlaufeinheit.

Wie in Tabelle 7.2 ersichtlich, beträgt die pro Zeiteinheit durchfließende Wassermenge 15 ml/s (0,9 l/min). Soll die Rate der Druckänderung einen Wert von $\Delta p = 0,2$ mbar/s nicht überschreiten, dann ist bei einer Füllhöhe von ca. 1 m ein Querschnitt von $0,01 \text{ m}^2$ ausreichend.

Der Querschnitt spielt eine wichtige Rolle, wenn die Apparatur evakuiert werden soll und auf den Tank Kräfte durch den hohen Umgebungsdruck wirken. Wird der Tank nahezu evakuiert, wirkt auf die Tankenden eine Druckkraft von ca. 1000 N. Daher muss der Tank ausreichend stabil konstruiert sein, um dieser Kraft standzuhalten. Radiale Kräfte können durch eine Zylinderform gut kompensiert werden. Jedoch verschlechtert sich die Stabilität bei zunehmendem Radius erheblich. Um diese Kräfte abzuschätzen, wurden Festigkeitsberechnungen durchgeführt und die auftretenden Materialspannungen ermittelt. Es zeigte sich, dass die vorgesehene Wandstärke von 5 mm gut ausreicht, um Verformungen oder eine Zerstörung durch eine Implosion zu vermeiden.

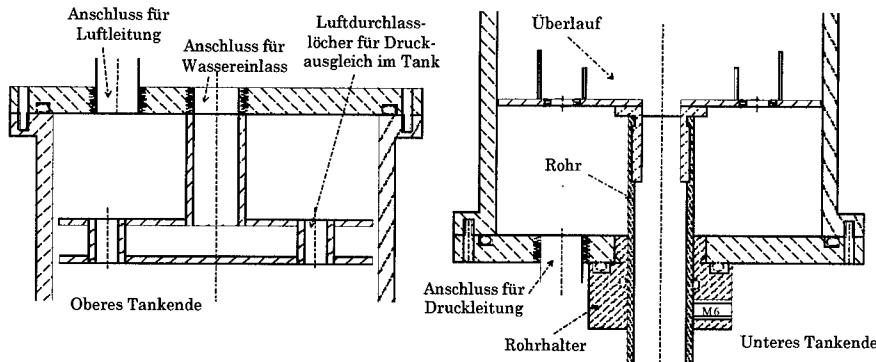


Abbildung 7.6: Skizze der oberen und unteren Tankenden. Durch die spezielle Form der Überlauf- und der Einfüllvorrichtung wird ein gleichmäßiges gedämpftes Einfüllen ermöglicht, ohne dass Druckschwankungen auftreten.

7.2.1.2 Datenerfassung- und auswertung

Bei einer Durchflussmessung sind zwei Werte von Bedeutung: der Druck, der an der Testdrossel anliegt und die Durchflussrate. Für die Messung des Druckabfalls an der Drossel dient ein Differenzdruckmesser, der über die Druckanschlüsse direkt vor und hinter der Testdrossel an die Rohrleitung angeschlossen ist.

Die Durchflussrate wird über den Druckabfall an einer Referenzdrossel ermittelt. Die Durchflusscharakteristik der Referenzdrossel wurde durch eine im nächsten Abschnitt genauer beschriebene Kalibrierung exakt bestimmt. Das heißt, dass bei einer Messung die Druckwerte an den beiden Differenzdruckabnehmern abgefragt werden.

Die beiden Sensoren vom Typ Sitrans P der Firma Siemens AG wurden an einer Versorgungsspannung von 20 V angeschlossen und lieferten als Messsignal einen Stromwert innerhalb eines Bereiches von 4 mA bis 20 mA, der der maximalen Messspanne von 8,3 mbar bis 250 mbar entspricht. Über einen in Reihe geschalteten Normwiderstand mit einem Wert von $150 \Omega \pm 0,34 \Omega$ wird die anliegende Spannung abgegriffen und von einer 12-bit-AD-Wandlertkarte vom Typ Lab-PC+ der Firma National Instruments digitalisiert. Die Messwerte, die durch die Digitalisierung in dem eingesetzten Messbereich eine Genauigkeit etwa 0,12% aufweisen, wurden mittels eines PCs aufgenommen, weiterverarbeitet und als Messreihe gespeichert.

Die mögliche maximale Rate für die Datenerfassung des AD-Wandlers wird vom Hersteller mit 71,4 kHz angegeben und liegt weit höher, als sie hier erforderlich war. Die Möglichkeit der schnelleren Datenerfassung wurde aber genutzt, um eine Mittelung durchzuführen. Bis zu zehn mal wurden abwechselnd die Spannungspegel für die beiden Differenzdrucksensoren ausgelesen und anschließend gemittelt. Dadurch war es möglich, das Rauschen in den Signalen um den Faktor 0,3 zu reduzieren. Der Rauschanteil betrug anschließend nur 0,25% im unteren Ende des Messbereiches bei ca. 20 mbar anliegendem Differenzdruck und 0,16% im oberen Ende des Messbereiches bei ca. 100 mbar Differenzdruck. Dieses optimale Signal-Rausch-Verhältnis war erforderlich, um die teilweise nur sehr geringen Änderungen der Flussrate zu messen und sicherzustellen, dass keine systematischen Fehler die Messwerte verfälschten. Dazu war es auch wichtig, die Reproduzierbarkeit zu beachten und vor der Messung eine exakte Eichung der Referenzdrossel zur Berechnung der Flussrate durchzuführen.

7.2.1.3 Kalibrieren des Durchflussmessers

Wie in den oberen Abschnitten erwähnt, wird der Durchfluss durch die Testdrossel mittels des gemessenen Druckabfalls an einer Referenzdrossel bestimmt. Um von dem Druckabfall auf den Fluss zu schließen, bedarf es einer Kalibrierung unter Berücksichtigung der besonderen Durchflusscharakteristik dieser Referenzdrossel. Der Differenzdrucksensor bietet hierfür die Möglichkeit durch die Ausgabe eines Stromsignals, das proportional zum Durchfluss durch einen Wirkdruckgeber verlaufen soll. Das heißt, dass der Sensor selbst eine eigene Transformation auf eine radizierte Kennlinie durchführen kann. Dabei ist aber zu beachten, dass der Einsatzpunkt der Radizierung eingestellt werden muss. Dies geschieht beim Übergang von rein laminarer zu turbulenter Strömung. Bis zu diesem Punkt wird ein linearer Druck-Fluss-Verlauf, oberhalb dieses

Punktes ein Verlauf entsprechend einer Wurzfunktion angenommen. Da eine exakte Bestimmung dieses Umschlagpunktes in den wenigsten Fällen möglich war, konnte diese Methode zur Flussmessung die hier gestellten Anforderungen nicht erfüllen. Bei späteren Messungen war sowohl bei der Referenzdrossel als auch bei der Testdrossel kein plötzliches Umschlagen aufgetreten. Der Übergang von turbulenter zu laminarer Strömung erfolgte eher gemäßigt und fließend. Um die Kalibrierung mit einer sauberer Charakteristik durchzuführen, ist es wünschenswert, entweder rein laminar, oder rein turbulent zu messen. Auf jeden Fall sollte man weit vom Umschlagpunkt entfernt sein. Dies scheint einfacher durchführbar, wenn man versucht, den Wirkdruck durch eine Drossel zu erzeugen, in der die Strömung und daher auch die Reibungskräfte rein laminar sind.

Ein laminarer Reibungsverlust lässt sich am besten durch die viskose Rohrreibung in einem Kanal erzeugen, bei dem die Reynolds-Zahl deutlich kleiner als $Re = 2000$ ist. Durch eine einfache Umformung erhält man eine Gleichung für die Reynolds-Zahl in Abhängigkeit vom Rohrdurchmesser und Durchflussrate Q

$$Re = \frac{4 \cdot Q}{\pi \cdot D}. \quad (7.13)$$

Das bedeutet in diesem Fall, wenn man in einer Leitung den Querschnitt sanft vergrößert, nimmt die Reynolds-Zahl indirekt proportional zum Durchmesser ab. Um die Reynolds-Zahl auf einen ausreichend kleinen Wert zu erniedrigen, ist es erforderlich, den Rohrquerschnitt entsprechend zu erweitern. Dadurch nimmt allerdings der Druckverlust erheblich ab, was mit einer großen Rohrlänge ausgeglichen werden muss. Aus diesem Grund ist es vorteilhafter, die Strömung auf mehrere Kanäle zu verteilen, so dass bei einer Anzahl von n Kanälen in jedem Kanal der Fluss Q/n vorherrscht. Damit verringert sich auch die Reynolds-Zahl in jedem Kanal um den Faktor n , der Widerstandswert erhöht sich jedoch erheblich, da der Druckabfall proportional zu D^4 skaliert.

$$\Delta p = \frac{128 \cdot Q \cdot \mu \cdot L}{\pi \cdot D^4} \quad (7.14)$$

Unterteilt man den Querschnitt einer Rohrleitung in viele kleine Kanäle, bleibt die Reynolds-Zahl bezüglich der Rohrströmung in etwa unverändert. Trotzdem nimmt der Beitrag an laminarer Wandreibung enorm zu und man erhält eine Drossel, die eine für die Datenverarbeitung günstige lineare Kennlinie aufweist.

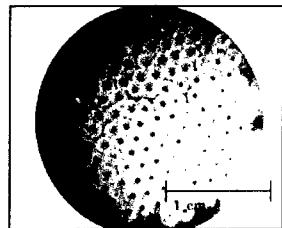


Abbildung 7.7: Aufnahme einer Drossel, die durch die Wandreibung in den kleinen Kanälen einen Wirkdruck erzeugt, der linear mit dem Durchfluss skaliert.

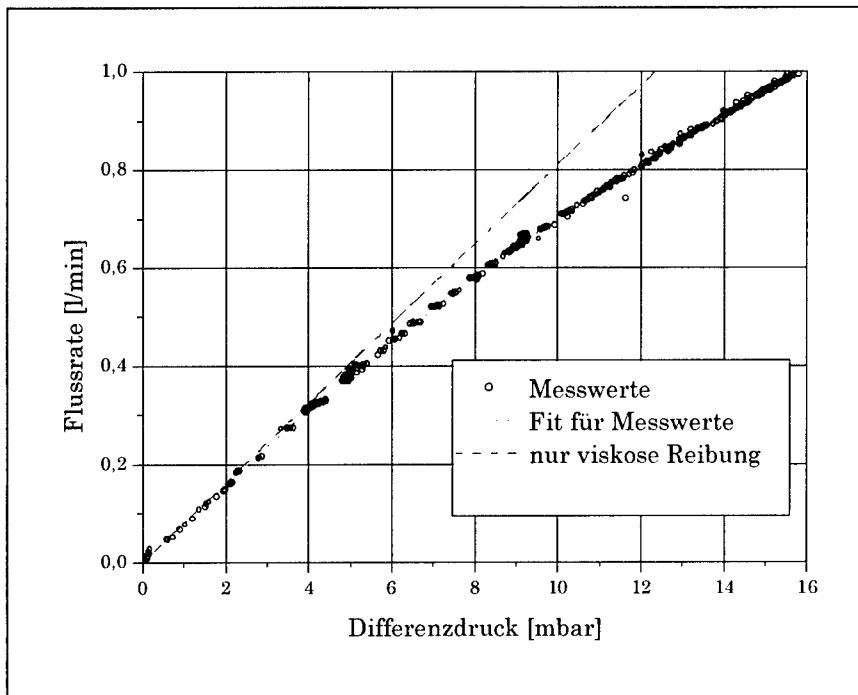


Abbildung 7.8: Druck-Flussratenkennline der Drossel aus Abbildung 7.7. Die vorwiegend viskose Reibung führt zu einer Kennlinie, die von einem idealen linearen Verlauf bei kleinen Strömungsgeschwindigkeiten ($\Delta p < 3$ mbar) kaum abweicht.

Als Referenz zum Bestimmen des Durchflusswertes sollte die Drossel in Abbildung 7.7 dienen, wobei deutlich insgesamt 139 Kanäle der Referenzdrossel zu erkennen sind. Diese Drossel hatte sich als Referenzdrossel nicht bewährt, da es durch die kleinen Bohrungen leicht zu Verstopfungen kam. So wurde für einen ersten Versuch die Anordnung mit nichtionisiertem Wasser gefüllt, trotzdem verschlossen sich die Kanäle aufgrund von Ablagerungen und der Leitungswiderstand nahm zu. Da es nicht absolut auszuschließen war, dass auch bei der Messung mit entionisiertem Wasser kleine Partikel die Löcher verstopfen, kann mit dieser Referenzdrossel nicht über einen längeren Zeitraum hinweg gemessen werden. Um einer Änderung des Drosselbeiwertes vorzubeugen, muss sichergestellt werden, dass sich keine Partikel in dem Leitungssystem befinden. Zusätzlich müsste regelmäßig eine Kontrolleichung der Referenzdrossel erfolgen, was aber sehr zeitaufwendig ist.

Die gemessene nicht exakt linear verlaufende Kennlinie zeigt allerdings auch, dass nicht allein viskose Effekte zum Druckverlust beitragen. Die idealisierte lineare Kennlinie müsste durch eine Korrektur für die Umrechnung von Differenzdruck zur Flussrate angepasst werden. Um diese Korrektur zu vermeiden, wäre es notwendig, die Anzahl der Kanäle sowie die Länge der Drossel weiter zu erhöhen. Eine Modifikation der Drossel mit dem Ziel eine lineare Kennlinie zu erhalten, war dennoch nicht angebracht. Es konnte nämlich gezeigt werden, dass ein vorwiegender Wandreibungseffekt in Verbindung mit einer sanft erweiterten Verengung zu einem kontinuierlichen Übergang zwischen viskosem Druckverlust und Stoßverlust kommt. Nimmt man in Kauf, dass man als Kennlinie keine rein lineare Funktion oder eine Wurzelfunktion verwendet, dann besteht eine günstige Form für eine Referenzdrossel in einem längeren Kanal mit nicht zu kleinem Durchmesser und sehr sanften Übergängen von und zum Leitungsdurchmesser. Die letztendlich verwendete Referenzdrossel ist in Abbildung 7.9 dargestellt.

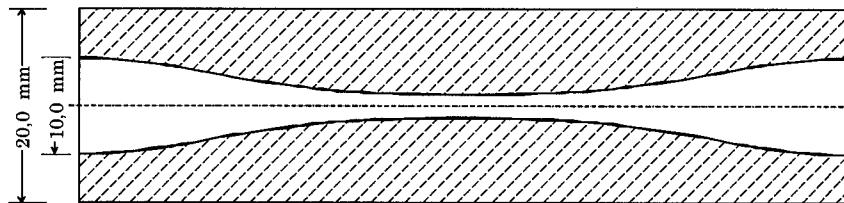


Abbildung 7.9: Schnitt der Referenzdrossel. Durch die sanfte Rohrverengung und -erweiterung soll verhindert werden, dass ein scharfer Umschlagpunkt auftritt. Ein ausreichend breiter Kanal sorgt dafür, dass keine Partikel oder Ablagerungen den Durchflussquerschnitt beeinträchtigen.

Für diese Drossel musste nun eine Kalibrierung durchgeführt und außerdem eine Untersuchung der Reproduzierbarkeit getroffen werden. Die Kalibrierung wurde mittels zweier unterschiedlicher Methoden durchgeführt. Einmal wurde versucht, durch eine zeitabhängige Messung die Rate der Druckänderung auf eine Füllstandsänderung und damit auf die Durchflussrate zurückzuführen. Zum anderen wurde bei konstantem Füllstand der Durchfluss durch Volumenmessung über eine Massenwiegung bestimmt.

Im ersten Fall hängt die Druckänderung von der Änderung der Füllhöhe, dem Tankquerschnitt A , der Dichte von Wasser ρ und dem Ortsfaktor g ab,

$$\Delta p = \rho \cdot g \cdot \Delta h, \quad (7.15)$$

und es gilt der direkte Zusammenhang mit der Flussrate

$$Q = A \cdot \frac{dh}{dt}, \quad (7.16)$$

womit sich die Flussrate direkt aus einer zeitaufgelösten Druckmessung errechnet

$$Q(p) = \frac{A}{\rho \cdot g} \cdot \frac{dp}{dt}. \quad (7.17)$$

Es muss also nur während einer Messung der Druckwert und seine zeitliche Änderung bestimmt werden. Dies ist allerdings nur möglich, wenn die mit Rauschen überlagerten Messwerte vorher durch eine Fit-Funktion geglättet werden. Für diese Glättungsfunktion gibt es mehrere Lösungsansätze. Der ideale Fall wäre, wenn die Drossel eine Kennline aufweist, die exakt mit der Lösung einer der beiden Differentialgleichungen

$$\frac{dp(t)}{dt} = c \cdot p(t) \quad (7.18)$$

oder

$$\frac{dp(t)}{dt} = c \cdot \sqrt{p(t)} \quad (7.19)$$

übereinstimmt. Im ersten Fall hätte man eine rein viskose Reibung und damit einen zeitlich exponentiellen Abfall für den Druck. Die zweite Differentialgleichung steht für eine ausschließlich durch Stoßverluste bedingte Druckänderung und hat als Lösung eine Parabel-Funktion. Es zeigte sich, dass keine der Funktionen geeignet war, die Kennlinie zu fitten und es wurde versucht, dies mit einer Polynom-Funktion zu bewerkstelligen, die jedoch nur eine numerische aber keine physikalische Berechtigung aufweist.

Abbildung 7.10 zeigt die Resultate des Fittens mit den verschiedenen Funktionen und die daraus resultierenden Ergebnisse für die Ableitungen.

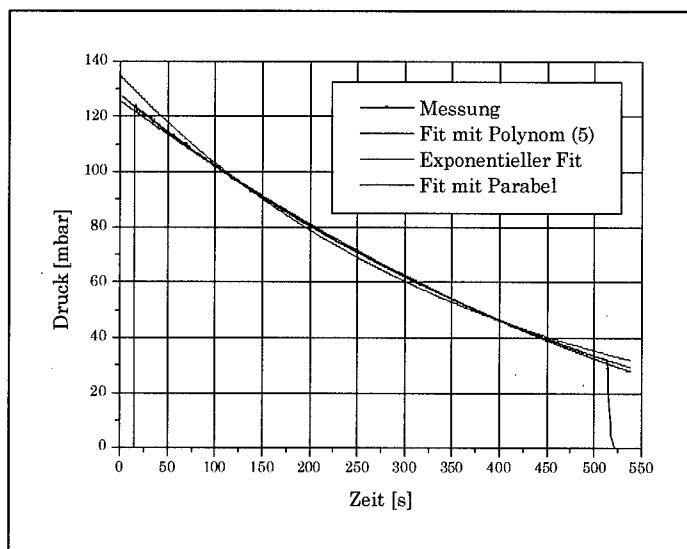


Abbildung 7.10: Fit des Druckverlaufs während einer Kalibrierungsmessung der Referenzdrossel. Nur der Polynom-Fit lässt sich mit den Messwerten gut in Deckung bringen.

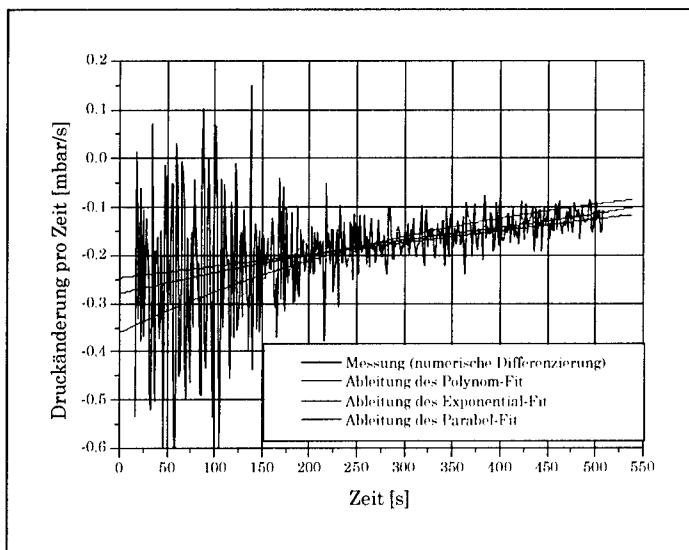


Abbildung 7.11: Durch Ableitung der gefitteten Kurven erhält man die Funktion der Flussrate $Q(t)$ in Abhängigkeit von der Zeit. Man erkennt auch, dass das Rauschen nach einer numerischen Differenzierung deutlicher hervortritt als bei den gemessenen Druckverläufen. Obwohl ein Differenzierungsverfahren höherer Ordnung verwendet wurde, ist so keine Bestimmung der Flussrate möglich.

Um Aussagen über die Reproduzierbarkeit der Messergebnisse zu treffen, wurden die Kalibrierungsmessungen mehrmals wiederholt, wobei bei jeder Messung das Wasser ausgetauscht wurde. Dies sollte auch klären, ob bei der Apparatur nach einem Neubefüllen eine veränderte Messcharakteristik auftritt. Von den Messungen wurde ein Mittelwert und eine Standardabweichung vom Mittelwert berechnet. Abbildung 7.12 zeigt diese Abweichung für den gesamten Einsatzbereich der Referenzdrossel. Es ist gut zu erkennen, dass die Reproduzierbarkeit im gesamten Einsatzbereich einen mittleren Fehler von weniger als 0,8%, im mittleren Messbereich sogar weniger als 0,4% beträgt. Somit ist gewährleistet, dass die Flussratenmessung die nötige Genauigkeit und Stabilität aufweist.

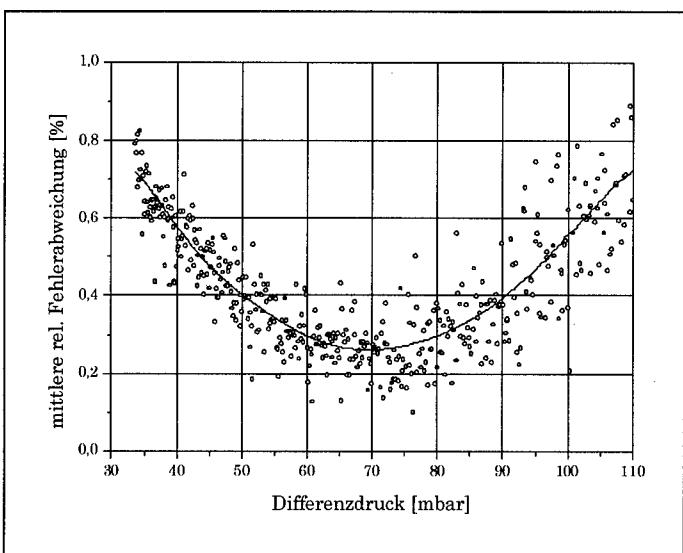


Abbildung 7.12: Mittlerer Fehler bei der Überprüfung der Reproduzierbarkeit der Druckmessung an der Referenzdrossel. An den Grenzen des Einsatzbereiches liegt der Fehler unter 0,8%, im mittleren Messbereich liegt die Abweichung unter 0,4%.

Als zweite Methode zur Kalibrierung des Flussrattemessers kam eine Volumenmessung bei konstantem Druck zur Anwendung. Dazu wurde mit Hilfe des Überlaufes im Tank 1 eine konstante Füllhöhe eingestellt und nach einer Zeitdauer von ca. 10 Minuten das gesamte Volumen gemessen, das durch die Drossel geflossen ist. Der an der Referenzdrossel anliegende Druck wurde während der ganzen Zeitdauer erfasst und gemittelt. Dabei zeigte der geringe Rauschwert des Messsignals, dass die Konstanz des Druckes im Vorratstank äußerst hoch war. Die Standardabweichung ergab einen Wert von 0,07 mbar, was einem relativen Fehler von 0,13% entspricht.

Temperatur [°C]	Viskosität [10^{-3} Pa·s]	Temperatur [°C]	Viskosität [10^{-3} Pa·s]
15	1,139	23	0,933
16	1,109	24	0,911
17	1,081	25	0,890
18	1,053	26	0,871
19	1,027	27	0,851
20	1,002	28	0,833
21	0,978	29	0,815
22	0,955	30	0,800

Tabelle 7.3: Dynamische Viskosität von Wasser. Selbst kleine Veränderungen der Temperatur führen zu einer messbaren Abweichung der Viskosität.

Das Volumen des Wassers wurde durch Wiegen ermittelt und die Zeitdauer der Messung konnte auf ca. 3 s genau durchgeführt werden. Dieser Vorgang wurde 15 mal wiederholt, wobei das Druckniveau jeweils variiert wurde. Aus den gemessenen Daten ließ sich die Flussrate mit einem Fehler von 0,5% berechnen.

$$Q = \frac{m}{\rho \cdot t} \quad (7.20)$$

Abbildung 7.13 zeigt das Ergebnis der Volumenmessungen. Alle Messwerte liegen dicht auf einer durchgezogenen Kennlinie, die bereits aus der Ableitung der Druckänderung ermittelt wurde. Beide Methoden haben gezeigt, dass die Messung des Druckabfalls an der verwendeten Referenzdrossel hervorragend geeignet ist, um die Flussrate zu bestimmen. Die Präzision der Messung weist lediglich einen Fehler von weniger als 0,5% auf.

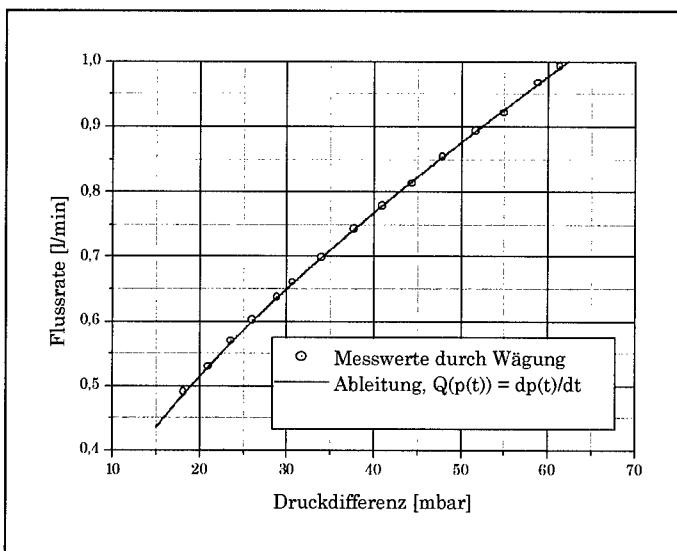


Abbildung 7.13: Vergleich der Flussratenmessung der Referenzdrossel. Sowohl die Volumenmessung durch Wiegen als auch die zeitliche Ableitung der Druckänderung führen auf die gleiche Kennlinie.

Als letzte Maßnahme, um eine fehlerfreie Messung zu gewährleisten, musste eine Überprüfung des Einflusses der Wassertemperatur auf die Messmethode durchgeführt werden. In Tabelle 7.3 ist abzulesen, dass die Viskosität von Wasser keineswegs konstant ist, wobei eine Viskositätsänderung bei einer Temperaturänderung von 1°C etwa 2,5% beträgt. Das hat zur Folge, dass bei einem Experiment, bei dem das Ergebnis etwa linear von der Viskosität abhängt, ein Fehler von 2,5% auftritt, wenn die Temperatur um 1°C vom Sollwert abweicht. Um diesem Einfluss Rechnung zu tragen, muss einerseits überprüft werden, ob eine Temperaturänderung zu einer Abweichung der Druck- und Flusswerte führt und andererseits dafür gesorgt werden, dass eine Temperaturänderung erfasst und nötigenfalls korrigiert wird.

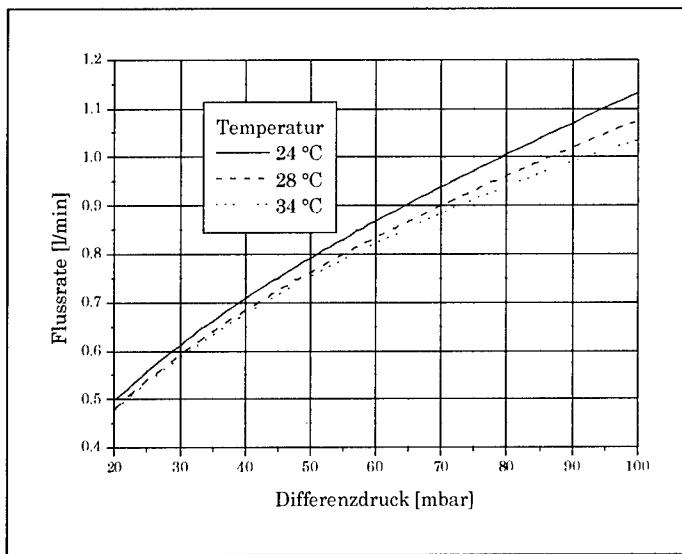


Abbildung 7.14: Gemessene Kennlinien einer Testdrossel bei verschiedenen Wasser-Temperaturen. Bei höheren Temperaturen nimmt die Flussrate scheinbar ab.

Für die Beurteilung des Temperatureinflusses wurde eine Messung mit der gleichen Testdrossel bei drei verschiedenen Temperaturen (24°C, 27°C und bei 34°C), durchgeführt. Das Ergebnis für die Flussrate ist in Abbildung 7.14 dargestellt. Man erkennt deutlich, dass der gemessene Fluss bei steigender Temperatur abnimmt. Das erscheint zunächst schwer verständlich, da bei einer Temperaturerhöhung die Viskosität abnimmt und sich somit die Strömungseigenschaften verbessern. Wärmeres Wasser weist bei gleichem Differenzdruck eine höhere Durchflussrate auf als kaltes. Dieser scheinbare Widerspruch liegt jedoch in der unterschiedlichen Funktionsweise der beiden Drosseln. Die Referenzdrossel besitzt einen lange Verengung, wobei das Profil sehr sanft vom Rohrradius zum Drosselradius übergeht (Abbildung 7.9). Die Testdrossel dagegen hat eine scharfe Kante am Ein- und Auslass. Das hat zur Folge, dass der Widerstand bei der Testdrossel hauptsächlich durch Stossverluste verursacht wird. Diese sind nahezu unabhängig von der Viskosität. Bei der Referenzdrossel treten dagegen Stossverluste durch die sanften Übergänge nicht so deutlich auf und es entsteht ein zusätzlicher Druckverlust durch viskose Reibung. Der an der Referenzdrossel gemessene Differenzdruck nimmt demnach bei gleichbleibendem Fluss ab, wenn sich die Viskosität verringert und es wird folglich eine zu niedrige Flussrate berechnet. Abbildung 7.15 zeigt den negativen Einfluss einer Temperaturänderung auf die Flussmessung. Jedes °C, mit dem die Tempe-

ratur vom Sollwert abweicht, induziert einen Fehler von 0,4% bis 0,9%. Daher ist es notwendig, die Experimente bei gleichem Temperaturwert durchzuführen. Zu diesem Zweck wurde der Versorgungstank mit einer Heizung und einem Temperaturfühler versehen. Die Betriebstemperatur sollte bei 24 °C, knapp über Raumtemperatur liegen, so dass die Heizleistung gering ist und der Sollwert für die Temperatur nicht überschritten wird.

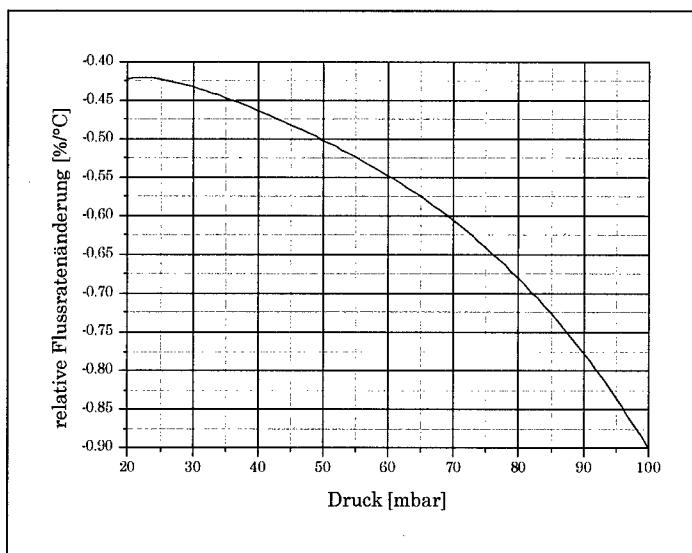


Abbildung 7.15: Gemessene relative Flussratenänderung bei einer Temperaturerhöhung von 1 °C bezogen auf eine Kennlinie die bei einer Temperatur von 24 °C aufgenommen wurde. Die Fehlerabweichung wurde durch eine Messreihe ermittelt, bei der die Temperatur von 24 °C bis 30 °C variiert wurde. Im oberen Druckbereich bewirkt eine Temperaturerhöhung von 1 °C eine Verringerung des gemessenen Flusses von ca. 0,9 %, im unterem Messbereich etwa 0,45%.

7.2.2 Fertigung der Drosseln

Vorangegangene Experimente hatten gezeigt, dass bei Verwendung von Originaldrosseln und Diesel keine Möglichkeit gefunden werden konnte, geeignete Testdrosseln in der geforderten Präzision zu fertigen. Die experimentellen Ergebnisse ließen keine eindeutige Interpretation zu. Die größere Dimensionierung erlaubte nun Fertigungsmethoden, bei denen die Drosseln weit präziser bearbeitet werden konnten.

Alle Drosseln wurden zunächst als Rohlinge mit einer Drossellänge von 10 mm und einem Drosseldurchmesser von 2,5 mm gefertigt. Die Abweichungen der Drossellänge betragen maximal 0,1 mm und die des Drosseldurchmessers weniger als 0,01 mm. Diese hohe Genauigkeit im Durchmesser konnte dadurch erzielt werden, dass die Kanäle erst gebohrt und anschließend mit einer Reibahle aufgerieben wurden. Um zu verhindern, dass an den Kanten des Ein- und Auslasses ein Grat entsteht, wurden die Stirnseiten der bereits gebohrten Drosseln vom Zentrum nach außen auf die gewünschte Länge gedreht. Dazu wurde ein speziell angefertigter Drehstahl verwendet, der es ermöglichte, die Oberflächenrauhigkeit und damit auch die Grathöhe an den Kanten auf μ -Bereich herabzusetzen.

Nach der Fertigstellung der Rohlinge erfolgte eine erste Messung der Durchflusskennlinie. Dies diente einem späteren Vergleich nach Aufbringen des gewünschten Drosselprofils und sollte auch auf mögliche Fertigungsfehler hinweisen. Es ergab sich, dass alle Kennlinien der Drosselrohlinge im Rahmen der Messgenauigkeit der Apparatur übereinstimmten. Womit bereits jetzt, bei der Fertigung der Rohlinge, alle Anforderungen auf Konformität bezüglich der Durchflusscharakteristik in vollem Maß erfüllt waren.

Die anschließende Weiterbearbeitung der Drosselrohlinge zu Testdrosseln hing vom jeweiligen Drosseltyp ab. Es wurden folgende Drosselgeometrien untersucht:

- Variation der Drossellänge

Die Bearbeitung erfolgte analog zu der der Rohlinge.

- Variation des Drosseldurchmessers

Die Bearbeitung erfolgte analog zu der der Rohlinge.

- Anbringen einer Fase

Die Drosselstirnseiten wurden wie oben beschrieben gedreht, wobei die Innenfase unter einem Winkel von 45° von innen nach außen angedreht wurde.

- Konizität des Drosselkanals

Hier wurden die gesamte Länge der Drosselbohrung mit einem Innenausdrehstahl bearbeitet. Die z-Achse der Stahlführung beschrieb hier mit der Drosselachse den Winkel der Konizität. Diese wurde in 7 Stufen von 0,5° bis zu 14° variiert.

- Verrundung der Ein- bzw. Auslasskante mit einem Radius von 0,5 mm bis 3,5 mm

Die Rohlinge wurden mit einem für jeden Verrundungsradius speziell angefertigten Stahl an der Kante weiter bearbeitet. Dabei wurde der Stahl beim Drehen unter einem Mikroskop so positioniert, dass ein glatter Übergang zwischen Bohrung, Radius und Stirnseite entstand. Die Grenzen dieser Bearbeitungsmethode lagen bei einem mini-

malen Radius von 0,5 mm. Kleinere Verrundungsradien ließen sich auf diese Weise nicht herstellen.

- **Verrundung der Ein- bzw. Auslasskanten mit einem Radius von 0,1 mm bis 0,5 mm**

Die Innenkanten der Rohlinge wurden mit einem speziell angefertigten Polierstift aus Messing und Polierpaste sukzessive verrundet. Die Stifte hatten einen Zapfen, der exakt in die Drosselbohrung hineinpasste. Am Zapfanansatz wies der Stift das negative Profil der Kantenverrundung auf.

In Abbildung 7.17 sind Ansichten verschiedener Drosselgeometrien dargestellt.

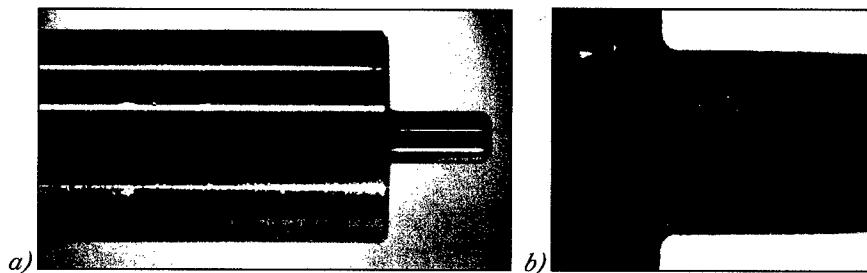


Abbildung 7.16: a) Aufnahme eines Polierstiftes. Der Ansatz des Zapfens weist beim Übergang zur Stirnseite eine Verrundung von 0,5 mm auf. b) Schnitt eines Polierstiftes mit einem Verrundungsradius von 0,2 mm. Der Durchmesser des Zapfens betrug 2,5 mm.

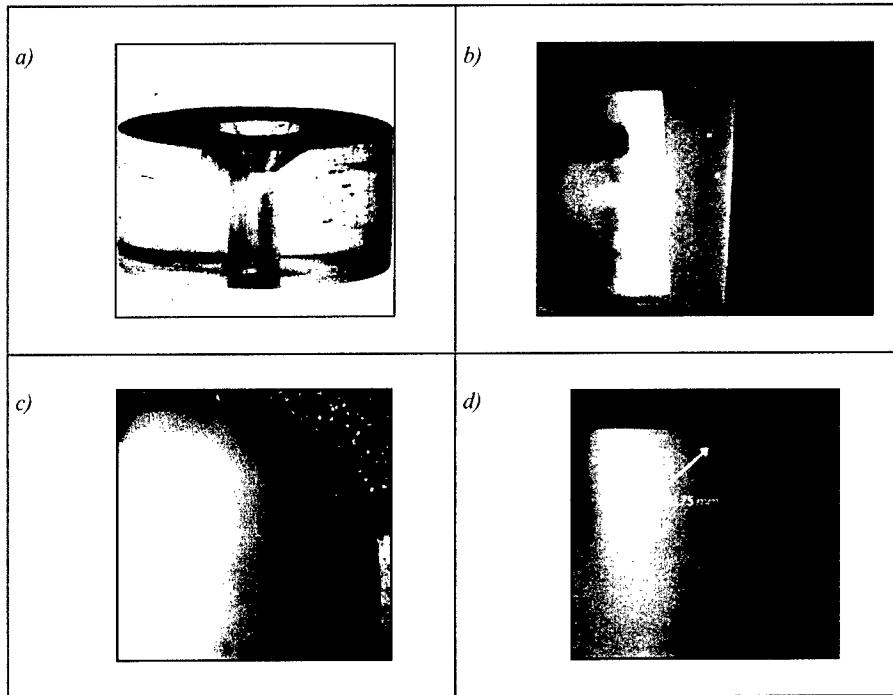


Abbildung 7.17: Aufnahmen der Drosseln. a) Drossel mit Senkung, Ansicht schräg von oben. b) Schnitt durch eine Drossel mit konusförmiger Bohrung. c) Schnitt einer verrundeten Einlasskante mit einem Verrundungsradius von $R = 3,5$ mm. Bei kleineren Verrundungsradien war es nicht immer möglich, die Kante exakt zu bearbeiten wie in d) zu erkennen ist

7.3 Ergebnisse

Wie vorher berechnet, ergab sich eine Reynolds-Zahl im erwarteten Bereich. Der bei voller Füllstandshöhe maximal mögliche Druck bewirkte bei den Drosselrohlingen eine Durchflussrate von $Q = 1$ l/min. Bezogen auf den Drosseldurchmesser ergab sich somit für die Reynolds-Zahl ein Wert von $Re = 10000$. Bei den Experimenten mit Öl lag die Reynolds-Zahl mit $Re = 8500$ etwas niedriger. Daher ließen sich die hier gewonnenen Ergebnisse sehr gut auf die Untersuchungen der originalgetreuen Drosseln bei einem Druckunterschied von 100 bar übertragen.

7.3.1 Einfluss der Drossellänge

Zunächst wurde untersucht, in wie weit die Länge des Drosselkanals den Durchfluss beeinflusst. Wenn die Drossel hinreichend lang ist, so dass sich im Inneren der Drossel eine vollausgebildete Rohrströmung entwickeln kann, wobei Wandreibungseffekte gegenüber anderen Verlusten dominieren, verhält sich der Einfluss einer Längenänderung wie in Gleichung (7.9). Das heißt, der Durchfluss nimmt bei konstantem Druckabfall indirekt proportional mit der Länge ab. Bei kurzen Drosseln, bei denen Stossverluste überwiegen und kein konstantes Geschwindigkeitsprofil auftritt, beeinflussen sich Ein- und Auslass gegenseitig. Es ist von vornherein kaum möglich, Aussagen über diesen Effekt zu treffen. Aus diesem Grund wurde in einer Messreihe die Durchflussrate bei variierender Drossellänge untersucht.

Dazu wurde als erstes die Kennlinie von einer Drossel mit einer Ausgangslänge von $L = 11,11$ mm aufgenommen und sodann die Drossel in 15 Schritten bis auf eine Restlänge von 0,5 mm gekürzt. Das Hauptinteresse lag dabei darin, festzustellen, wie sich eine geringfügige Abweichung von der Solllänge von $L = 10$ mm auswirkt. Daher wurden die Ergebnisse aller Messreihen anhand der Kennlinie der Drossel mit $L = 9,96$ mm normiert. Das bedeutet, alle Druckwerte der gemessenen Kennlinien wurden durch die entsprechenden Werte der Norm-Kennlinie geteilt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 7.18 dargestellt. Durch die Normierung gilt für die Drossel mit $L = 9,96$ mm, dass die Flussrate bei jedem Druckwert exakt den Wert 100% aufweist.

Betrachtet man das Durchflussverhalten bei einer größeren Drossellänge, stellt man fest, dass sich diese nur durch eine geringfügige Abnahme der Flussrate auswirkt. Dieser Effekt lässt auf den dominierenden Einfluss der Wandreibung schließen; demzufolge sollte sich die Kurve für große Werte von L an eine Hyperbel annähern.

Physikalisch interessanter ist der Einfluss von kleinen Drossellängen auf die Flussrate. Im Extremfall, wenn die Drossellänge gegen Null geht, weist die Drossel nur noch die Gestalt einer Blende auf. Dabei sind Ein- und Auslass nicht mehr von einander getrennt. Es war anzunehmen, dass sich der Durchfluss durch Wegfall der Wandreibung jetzt vergrößert. Dies traf jedoch nicht zu. Tatsächlich reduzierte sich die Flussrate um knapp 20%. Dies ist damit zu begründen, dass der Strahl beim Eintritt in den Drosselkanal weniger gebündelt wird als beim Durchtritt durch die Blendenöffnung. Somit ist der effektive Drosselquerschnitt bei einer blendenförmigen Drossel kleiner als bei einer Drossel, die eine von 0 verschiedene Länge aufweist. Selbst eine sehr kurze Drossellänge wirkt sich beachtlich auf das Strömungsverhalten aus.

Dieser Effekt ist auch abhängig von der Strömungsgeschwindigkeit. Bei Druckdifferenzen kleiner als 60 mbar führt die unterschiedliche Strömungsgeschwindigkeit zu einer Aufspaltung der Kennlinien. Dabei wiesen die Experimente mit großen Druckdif-

ferenzen auch einen relativ kleineren Durchfluss auf, als die Experimente mit kleinerem Druckabfall. Das zeigte, dass der Effekt der Strahleinschnürung bei kleinen Druckunterschieden weniger ausgeprägt ist.

Insgesamt lässt sich sagen, dass die Länge der Drosseln bei einem Ausgangswert von $L=10$ mm einen Geometrieparameter darstellt, der für den Durchfluss kaum von Bedeutung ist. Toleranzen für die Fertigung müssten im Bereich von 10% festgelegt werden, um eine merkliche Abweichung der Durchflussrate zu verhindern.

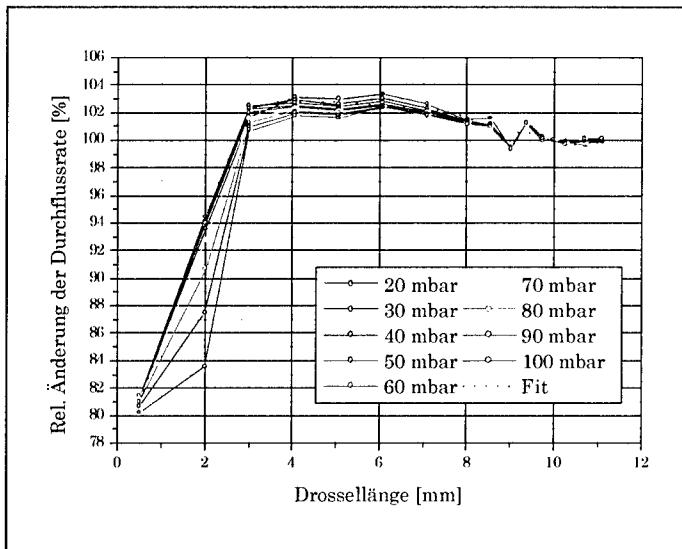


Abbildung 7.18: Relative Änderung der Durchflussrate aufgrund einer Längenänderung der Drossel bei verschiedenen Differenzdruckwerten bezogen auf die Ergebnisse einer Drossel der Länge $L = 9,96$ mm. Alle Flussraten dieser Drossel sind auf 100% normiert und dienen als Vergleichswert für die anderen Drossellängen. Nur bei sehr kleinen Drossellängen nimmt der Durchfluss messbar ab, bei einer Drossellänge von 10 mm hat eine kleine Längenabweichung kaum eine Auswirkung auf den Durchfluss.

7.3.2 Einfluss des Drosseldurchmessers

Der Einfluss des Drosseldurchmessers auf die Durchflussrate wurde schon in Kapitel 2 mit der Bernoulli-Gleichung hergeleitet. Der Schwerpunkt bestand bei dieser Messreihe in der Aussage, ob die Herleitung mit der Bernoulli-Gleichung (2.2) durch das Experiment bestätigt werden kann. Die hier verwendeten Drosseln hatten scharfe

Einlasskanten und die Drosseldurchmesser wurden in neun Schritten von 2,1 mm bis zu 4 mm erweitert. Da der Widerstandswert der Drossel bei zunehmendem Querschnitt deutlich abnahm, war es bei großen Drosseldurchmessern über 3 mm nicht mehr möglich, den Druckbereich im vollen Umfang wie in den vorherigen Messungen zu durchfahren. So konnte bei einem Durchmesser von 4 mm nur ein maximaler Druck von 30 mbar gemessen werden.

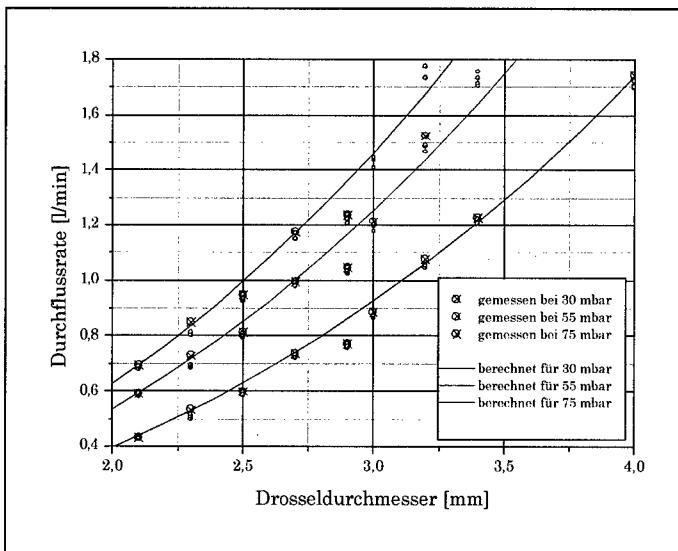


Abbildung 7.19: Vergleich von gemessenen Durchflussraten mit den anhand der Bernoulli-Gleichung berechneten Werten in Abhängigkeit vom Drosseldurchmesser.

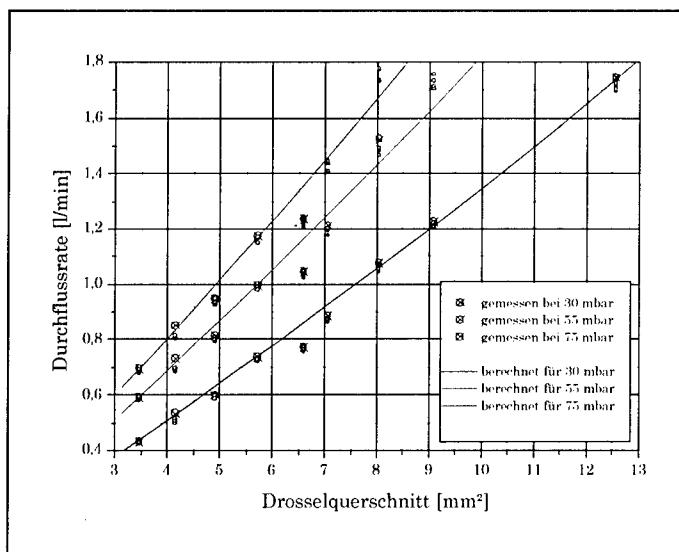


Abbildung 7.20: Vergleich von gemessenen Durchflussraten mit den anhand der Bernoulli-Gleichung berechneten Werten in Abhängigkeit vom Drosselquerschnitt.

Abbildung 7.20 zeigt die Änderung der Durchflussrate in Abhängigkeit vom Drosselquerschnitt anhand von drei Druckbereichen (30 mbar, 55 mbar und 75 mbar). Außerdem wurde für die drei Druckwerte die Durchflussrate mit Hilfe der Bernoulli-Gleichung in Kapitel 2 berechnet. Obwohl in die Bernoulli-Gleichung keine Viskosität eingeht, stimmen die Kurven sehr gut mit der Messung überein und es ist deutlich zu erkennen, dass die Messwerte sich sehr gut mit den theoretischen Vorhersagen decken. Für die Berechnung der Abweichung der Durchflussrate als Folge von Fertigungsfehlern bezüglich des Drosseldurchmessers empfiehlt es sich daher, die Bernoulli-Gleichung heranzuziehen. Ebenso wie bei der Drossellänge soll die Abweichung des Durchflusses quantitativ formuliert werden. In der Abbildung 7.21 ist die relative Änderung des Flusses bei einer Abweichung vom Durchmesser $D = 2,5 \text{ mm}$ dargestellt. Es ist zu erkennen, dass sich eine Ungenauigkeit beim Vorgeben des Durchmessers etwa im doppelten Maße auf den Fluss auswirkt. Daher ist der Drosseldurchmesser als kritische Größe zu betrachten und die zugelassenen Toleranzvorgaben bei der Fertigung müssen sehr eng gehalten werden.

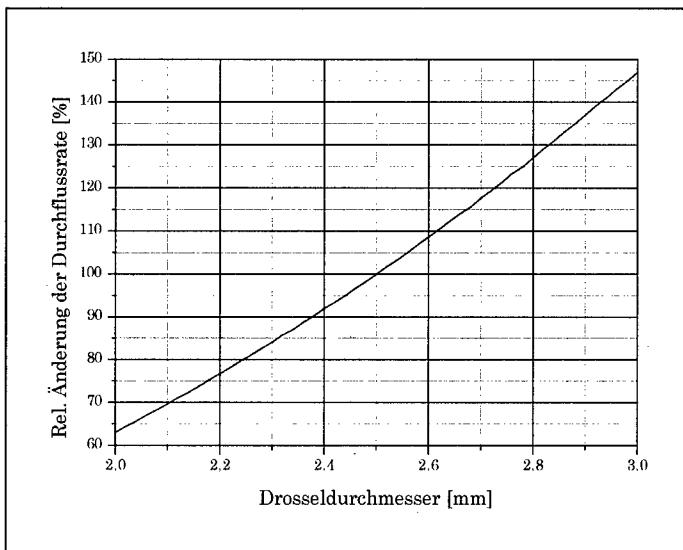


Abbildung 7.21: Relative Änderung der Durchflussrate in Abhängigkeit des Drosseldurchmessers bezogen auf eine Drossel mit einem Durchmesser mit $D = 2,5 \text{ mm}$. Eine Abweichung im Durchmesser um 1% führt zu einer Abweichung im Durchfluss von ca. 2%.

7.3.3 Einfluss einer Konizität

Konische Drosselgeometrien werden häufig dort eingesetzt, wo ein asymmetrisches Durchflussverhalten erwünscht ist, aber aus Gründen, zum Beispiel bei der Miniaturisierung, keine Möglichkeit besteht, Ventile einzusetzen. Die Konizität bewirkt, dass eine Strömungsrichtung gegenüber der anderen begünstigt ist. So kommt es bei einer Düsenform zu einer Strahlfokussierung nach der Drossel. Dadurch verkleinert sich der effektive Querschnitt der Drossel und der Fluss verringert sich. Hingegen verfügt eine Diffusorform nicht über die Eigenschaft, den Strahl zusätzlich zu verjüngen. Auch Stossverluste werden durch die zusätzliche Strahlaufweitung unterdrückt.

Bei den bereits in der Industrie eingesetzten Drosseln, die im Dieselinjektor Verwendung finden, werden die Kanäle durch Elektroerodieren eingebracht. Bei diesem Verfahren kann zwar ein kleiner Durchmesser erzielt werden, jedoch zeigte sich als Nachteil dieser Technik, dass ein konstanter Lochquerschnitt in der Länge nicht immer erreicht werden kann. Es handelt sich hierbei nur um eine geringfügige Abweichung von einem zylindrischen Loch, so dass diese Drosseln nicht im eigentlichen Sinn als Diffusor oder Düse bezeichnet werden können. Jedoch ist denkbar, dass eine kleine Konizität eine Durch-

flussänderung bewirkt. Aus diesem Grund wurde hier eine Serie von Drosseln gefertigt, bei denen der Durchmesser auf einer Seite in mehreren Schritten von 2,6 mm bis 3,4 mm variiert wurde. Der Durchmesser auf der anderen Seite behielt einen konstanten Wert von 2,5 mm bei. Gemessen wurde dann in beiden Durchflussrichtungen, so dass die Drossel in einem Fall als Düse, im anderen Fall als Diffusor wirkte. Es wurde dann verglichen, wie sich der Durchfluss gegenüber einer zylindrischen Drossel veränderte. Als Ergebnis war zu beobachten, dass sowohl die Diffusor- als auch die Düsenform zu einer Vergrößerung der Flussrate führten. Trat bei der Herstellung der Drosseln eine leichte Konizität mit einem auf einer Seite abweichenden Durchmesser von nur 0,025 mm auf, was gerade einem Fehler von 1% entspricht, führte das zu einer Veränderung des Durchflusses von 0,5% bei einer Diffusorform bzw. 0,75% bei einer Düsenform.

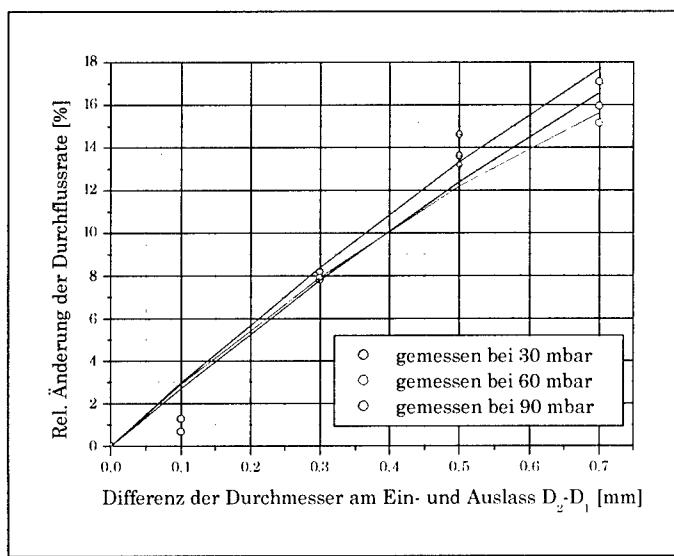


Abbildung 7.22: Relative Änderung der Durchflussrate durch eine Aufweitung der Drosselbohrung bezogen auf eine Drossel mit einem Durchmesser an Ein- und Auslass mit $D_1 = D_2 = 2,5$ mm. Eine Diffusorform führt zu einem deutlichen Anstieg der Flussrate.

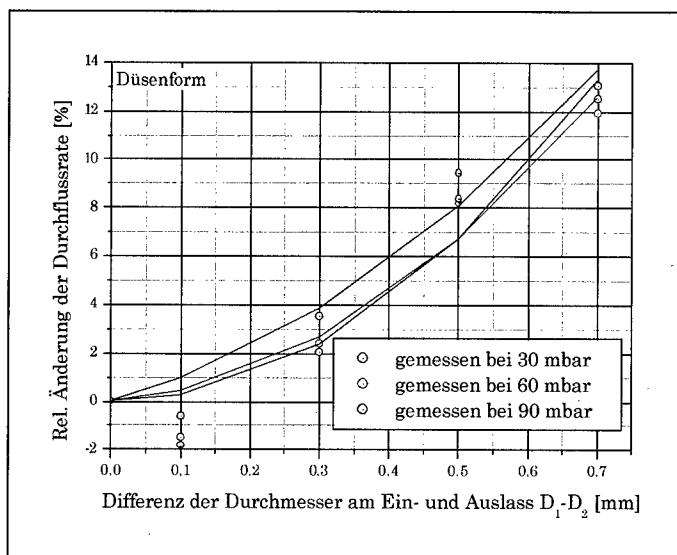


Abbildung 7.23: Relative Änderung der Durchflussrate durch eine konische Einengung der Drosselbohrung bezogen auf eine Drossel mit einem Durchmesser an Ein- und Auslass mit $D_1 = D_2 = 2,5$ mm. Eine Düsenform führt wie ein Diffusor zu einem Anstieg des Flusses.

Ein Vergleich zwischen den beiden Durchflussrichtungen in Abbildung 7.24 lässt deutlich erkennen, dass ein Diffusor einen kleineren Strömungswiderstand darstellt als eine Düse mit gleicher Bauform, jedoch war der Unterschied gering. Dieses Ergebnis ist insofern von Bedeutung, da der Unterschied zwischen Düse und Diffusor einen Extremfall darstellte, der trotzdem keine allzu großen Auswirkungen auf den Durchfluss aufwies. Die hier betrachteten Konizitäten waren erheblich größer, als sie durch Fertigungsfehlern bei Drosseln für den Dieselinjektor auftreten könnten.

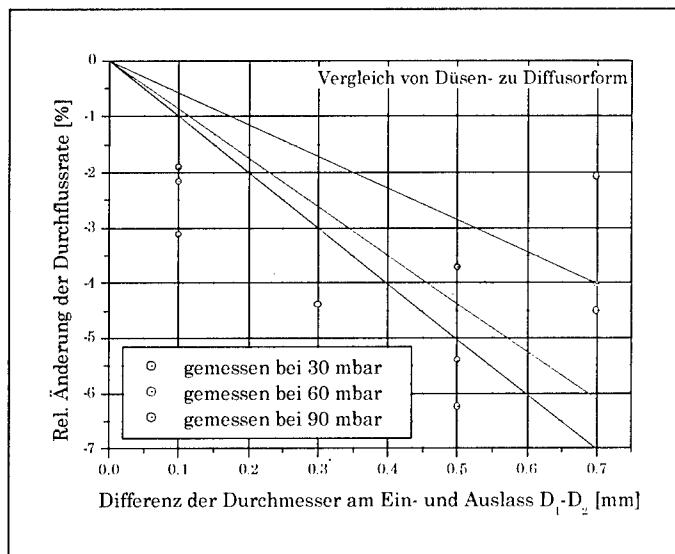


Abbildung 7.24: Relative Änderung der Durchflussrate bei Wechsel der Durchflussrichtung. Eine düsenförmige Ausführung einer Drosselbohrung bewirkt einen kleineren Strömungswiderstand als die gleiche Drossel bei Verwendung als Diffusor.

7.3.4 Einfluss einer Fase an Ein- bzw. Auslasskante

Eine Fase an Ein- oder Auslasskante ist fertigungstechnisch gesehen eher von geringer Bedeutung. Von einer Fase zu sprechen schließt gleichzeitig ein, dass der Übergang zwischen den planen Flächen durch scharfe Kanten realisiert ist. Dies ist bei den industriellen Drosseln für den Dieselinjektor nahezu ausgeschlossen. Selbst bei einem erodierten Drosselkanal war auch dann, wenn nicht zusätzlich verrundet wurde, keine exakt scharfe Kante zu beobachten. Würde eine Fase aufgebracht werden, dann hieße dies für die Kante an Stirnseite der Drossel bzw. in der Drosselbohrung, die einen Winkel von 45° einschließt, dass sie bei der Fertigung nicht scharf, sondern mit einer noch ausgeprägteren Verrundung ausgeführt wäre. Eine scharfe Kante zu realisieren, wäre ein nicht vertretbarer Aufwand erforderlich.

Trotzdem ist es in dieser Experimentreihe von großem Interesse, den Einfluss einer Fase zu messen. Im zehnfach vergrößerten Maßstab sind exakt bearbeitete Fasen durchaus herstellbar. Eine scharfe Kante ist auch in einem FEM-Modell einfach zu modellieren. Selbst extrem kleine Fasen können mit hoher Präzision gefertigt werden und in erster Näherung zu Rückschlüssen auf das Strömungsverhalten von Verrundungen führen. Es

ging also auch darum, den Einfluss von kleinen Verrundungen an einer scharfen Kante unter gut definierten Voraussetzungen zu untersuchen.

Für diese Experimentreihe wurde eine Seite einer Drossel mit einer Länge von 11,98 mm mit einer Fase versehen, die unter einem Winkel von 45° ca. 2,8 mm tief bzw. mit einer Breite von 4 mm durch Drehen in die Kante eingearbeitet wurde. Nach dem Aufnehmen der Durchflusskennlinie wurde von der Drosselseite, die mit der Fase versehenen war, eine dünne Schicht abgedreht, so dass dadurch die Drossel verkürzt und die Fase verkleinert wurde. Experimente mit einer Variation der Drossellänge haben bereits früher gezeigt, dass eine Veränderung der Drossellänge von 12,0 mm auf 9,2 mm alleine keinen maßgeblichen Einfluss auf die Durchflussrate hatte. Durch diese Vorgehensweise war es aber möglich, dass eine Fase an einer Drossel variiert werden konnte, ohne dass dabei die kritische Kante zwischen Fase und Drosselbohrung mehrmals verändert wurde. Diese Methode ermöglichte es auch, eine extrem kleine Fase mit einer Tiefe von ca. 50 μm zu erzeugen. Abbildung 7.25 zeigt die angefaste Stirnseite einer Drossel. Deutlich sind die beiden Kanten der Fase zu sehen, die trotz der kleinen Fasenbreite als deutliche Linie erkennbar sind. Das zeigt, dass die Kante scharf und ohne Bearbeitungsfehler ausgebildet war.

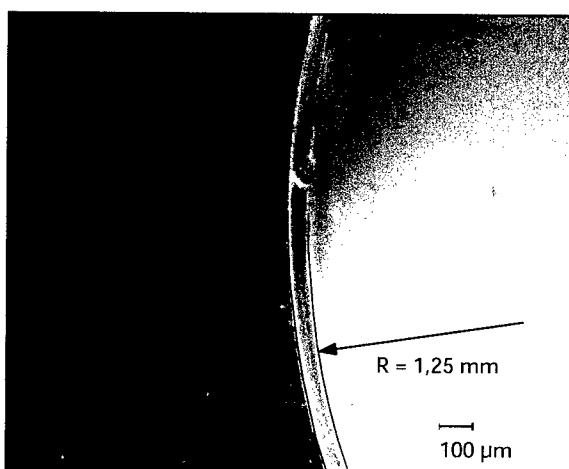


Abbildung 7.25: Mikroskopaufnahme einer 45° -Fase mit einer Breite von ca. 60 μm .

Die Flussexperimente wurden in beiden Strömungsrichtungen durchgeführt. Die Ergebnisse zur Untersuchung mit einer Fase am Einlass sind aus Abbildung 7.26 ersichtlich. Eindeutig ist zu erkennen, dass selbst eine kleine Fase den Durchfluss gegenüber einer

scharfen Kante vergrößert. Eine scharfe Einlasskante ist so strömungsgünstig, dass selbst kleine Fasenbreiten eine deutliche Flusszunahme bewirken. Sobald der Fluss bei zunehmender Fasenbreite um 10% zugenommen hat, führt eine größere Fase zu keiner zusätzlichen Steigerung mehr. Dieser Grenzwert lag hier bei einer Fasenbreite von etwa 0,5 mm. Überträgt man diese Erkenntnis auf eine Injektordrossel, so ergeben sich untolerierbare Effekte, auch wenn Deformierungen der Einlasskante in der Größenordnung von wenigen Mikrometern liegen.

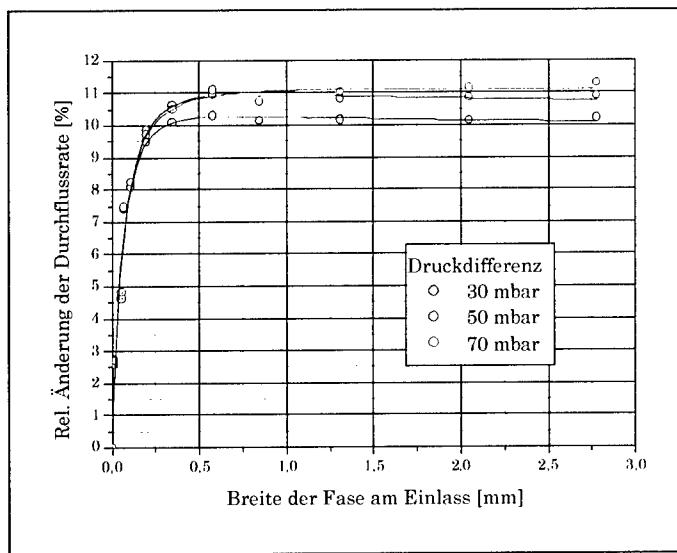


Abbildung 7.26: Relative Änderung der Durchflussrate in Abhängigkeit der Fasenbreite am Einlass der Drossel. Es reichte eine nur sehr kleine Fase aus, um den Durchfluss deutlich gegenüber scharfen Kante zu steigern.

Anders verhält es sich bei der Auslasskante. In Abbildung 7.27 ist die relative Durchflussänderung bei variierender Fasenbreite an der Auslasskante zu sehen. Als maximale Differenz der Flussrate konnte lediglich eine Einbuße von 0,5% gemessen werden. Dass tatsächlich eine Abnahme der Flussrate bei einer größeren Fase eintritt, ist nicht anzunehmen und der gemessene leichte Abwärtstrend liegt möglicher Weise in der kürzeren effektiven Drossellänge. Der gemessene Effekt bewegt sich allerdings in einer Größenordnung, die dem Messfehler der Apparatur entspricht. Trotzdem wurde deutlich, dass durch die Fase keine relevanten Veränderungen der Durchflussrate auftraten und damit das Strömungsprofil wenig beeinflussen. Dies deutet darauf hin, dass bei einer scharfen

Kante ein Abriss der Strömung erfolgt, der zu gleichen Strömungsverlusten führt unabhängig davon, ob die Kanten einen Winkel von 45° oder einen Winkel von 90° bildet. Eine Fase an der Auslasskante hat damit die gleiche Wirkung wie ein Verkürzen der Drossel.

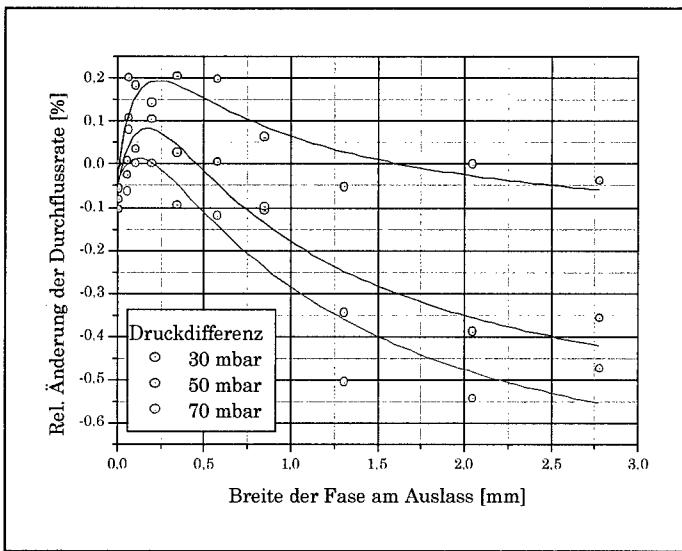


Abbildung 7.27: Relative Änderung der Durchflussrate in Abhängigkeit der Fasenbreite am Auslass der Drossel. Eine Fase von 45° hat am Auslass keinen messbaren Effekt zur Folge.

7.3.5 Einfluss einer Verrundung an Ein- und Auslasskante

Verrundungen an Ein- und Auslasskante sind von besonderem Interesse, da zum einen durch hydroerosives Verrunden der Durchflussbeiwert der für den Injektor vorgesehenen Drosseln angepasst wird. Zum anderen waren gerade Verrundungen an der Einlasskante bei der Simulation ein großes Problem, da Änderungen in der Vernetzung an der Einlasskante entscheidend das Rechenergebnis beeinflussten und es unbedingt erforderlich ist, Verrundungen an dieser Kante in der Simulation korrekt wiederzugeben. Nur dann, wenn das Simulationsmodell den Einfluss einer Verrundung darstellen kann, ist es auch in der Lage, andere Geometrien korrekt zu berechnen. Zuvor musste aber geklärt werden, wie sich im Experiment eine Verrundung auswirkt. Dazu wurde eine Serie von 20 Drosseln gefertigt, bei denen eine Kante mit einem Verrundungsradius von 0,5 mm bis

3,5 mm versehen wurde. Es folgte eine Messung der Durchflussrate in beiden Richtungen, um die Wirkung einer Verrundung sowohl an der Einlass- als auch der Auslasskante zu studieren.

Bei einer verrundeten Auslasskante zeigte sich eine deutliche Zunahme der Durchflussrate. Die Ergebnisse sind in Abbildung 7.28 dargestellt. Die Verrundung führte zu einer Zunahme der Durchflussrate von 4% bis 8%. Diese Ergebnisse wiesen allerdings eine sehr große Streuung auf. Das lässt darauf schließen, dass bei der Fertigung der Drossel keine perfekten Radien ausgearbeitet wurden. Geringste überstehende Kanten können einen Effekt bewirken, der einen größeren Einfluss aufweist als der Grad der Verrundung selbst. Trotz dieser Streuung der Ergebnisse war es möglich, einen deutlichen Trend auszumachen. Es bestand die Annahme, dass ein größerer Verrundungsradius eine größere Wirkung auf die Durchflussrate nach sich als ein kleinerer. Dies war aber bei diesem Experiment nicht zu beobachten. Selbst ein Radius von nur 0,5 mm ließ den Fluss fast sprunghaft steigen.

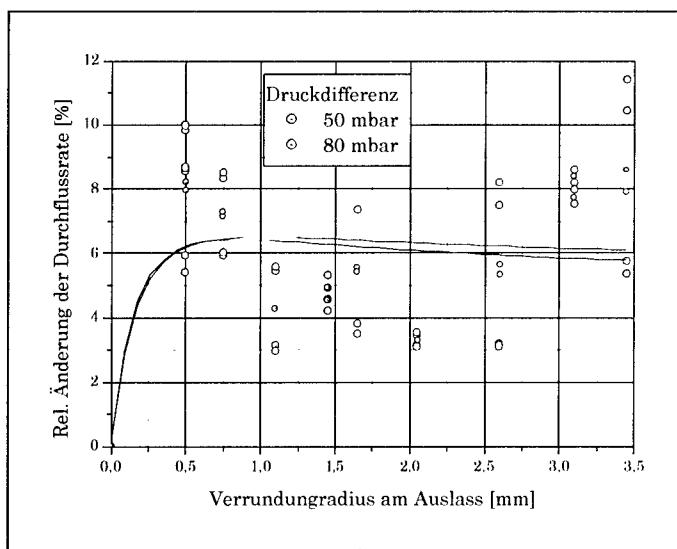


Abbildung 7.28: Relative Änderung der Durchflussrate in Abhängigkeit einer Verrundung der Auslasskante der Drossel, gemessen bei einem Druckabfall von 50 mbar und 80 mbar. Alle Verrundungen führen zu einer Zunahme zwischen 4% und 8%.

Bei einer Verrundung der Einlasskante war dieser Effekt sogar noch ausgeprägter. Die in Abbildung 7.29 dargestellten Werte zeigen grundsätzlich das gleiche Verhalten wie bei

einer verrundeten Auslasskante. Die Flussrate nahm jedoch gegenüber einer unverrundeten Drossel um ca. 14% zu. Diese Zunahme wurde dabei kaum vom Radius und auch nicht vom anliegenden Druckabfall bestimmt. Die durchgezogene Linie in Abbildung 7.29 deutet an, dass die Durchflusszunahme bei sehr kleinen Radien gegen Null geht. Die große Streuung der Ergebnisse ist wiederum ein Hinweis dafür, dass die Präzision bei der Fertigung der Kante nicht ausreichte und der Durchfluss durch kleine Stufen oder Rauhigkeiten beeinträchtigt wurde.

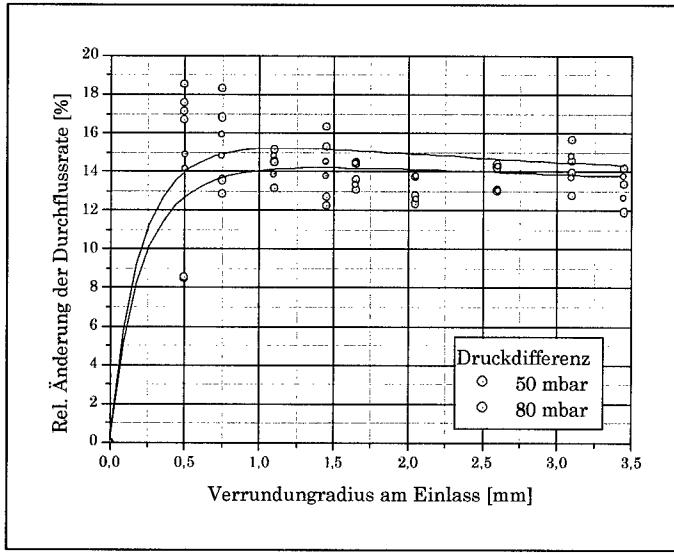


Abbildung 7.29: Relative Änderung der Durchflussrate in Abhängigkeit einer Verrundung an der Einlasskante der Drossel. Alle Verrundungen führen zu einer deutlichen Zunahme.

Um den bis jetzt nicht nachgewiesenen Anstieg der Durchflussrate zu beobachten, war es erforderlich, Verrundungen mit Radien von weniger als 0,5 mm anzufertigen. Dies war allerdings nur dadurch möglich, dass das Profil der Kanten nicht durch ein Drehwerkzeug sondern durch Polierstifte aufgebracht wurde. Die in den Abbildungen 7.31 und 7.32 dargestellten Resultate dieser Messreihe veranschaulichen, dass diese Bearbeitungsmethode bei kleineren Radien zu größerem Erfolg geführt hat. Es ist in beiden Fällen sehr gut zu erkennen, dass der Fluss mit zunehmender Verrundung kontinuierlich ansteigt. Sowohl bei der verrundeten Einlasskante als auch bei entgegengesetzter Strömungsrichtung stimmten die gemessenen Flusswerte bei einem Verrundungsradius von 0,5 mm in etwa überein.

Trotzdem sind auch bei dieser Methode große Streuungen gemessen worden und es kann deshalb keine eindeutige Aussage darüber getroffen werden, welchem Funktionszusammenhang die Flussrate in Abhängigkeit von der Verrundung folgt. Es war ebenfalls nicht nachweisbar, dass der Einfluss der Verrundung von der Anströmgeschwindigkeit bei unterschiedlichen Differenzdrücken abhängt.

Zusammenfassend wurde festgestellt, dass eine Verrundung eine Durchflusszunahme um bis zu 14% bewirkt, die ab einem bestimmten Radius nicht weiter ansteigt. Dieser sehr kleine Radius beträgt etwa 20% des Drosseldurchmessers.

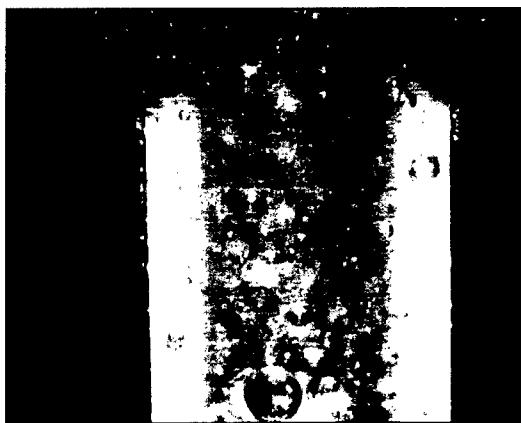


Abbildung 7.30: Schnitt durch eine Drossel, bei der die Einlasskante durch Polieren verrundet wurde. Durch das Polieren konnten auch Verrundungen mit sehr kleinen Radien zwischen 0,1 mm und 0,5 mm anfertigt werden.

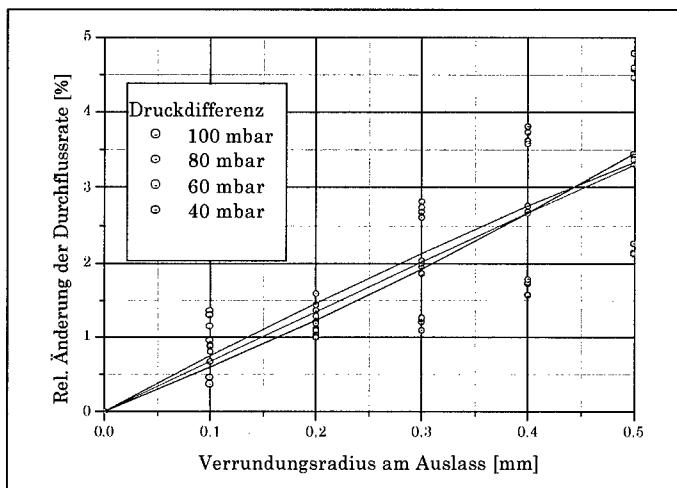


Abbildung 7.31: Relative Änderung der Durchflussrate in Abhängigkeit einer Verrundung an der Auslasskante der Drossel.

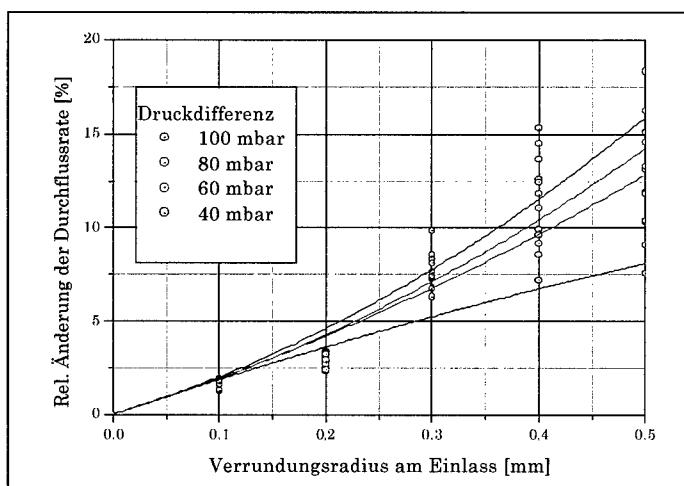


Abbildung 7.32: Relative Änderung der Durchflussrate in Abhängigkeit einer Verrundung an der Einlasskante der Drossel.

Kapitel 8 Verifizierung der Experimente durch eine StarCD-Simulation

8.1 Drosseldaten

Die nicht zufriedenstellenden Ergebnisse der Parameterstudie bezüglich der Verrundung der Einlasskante machten es notwendig, die Modellerstellung bzw. die Auswahl der Turbulenz-Modelle bei der Simulation zu überdenken. Es wurde nach einer Vernetzungsstrategie gesucht, die in Verbindung mit einem geeigneten Turbulenz- und Wandmodell die physikalisch richtige Durchflusscharakteristik wiedergeben kann.

Um das tatsächliche Durchflussverhalten zu ermitteln, war es erforderlich, genau für diese Profilvariation eine experimentelle Parameterstudie durchzuführen. Dabei musste aus Gründen genügend exakter Fertigung auf eine vergrößerte Drosseldimension übergegangen werden. Nur so konnten deutliche Trends ausgemacht werden.

Im nächsten Schritt sollte versucht werden, diesen Trend auch durch die Simulation zu bestätigen, wobei jetzt die Vernetzungsstrategie verwendet werden sollte, die sich am geeignetsten erwies. Dazu wurde ein Modell einer Injektordüse erstellt, das mit ca. 50000 Zellen vernetzt wurde. Der Drosselradius betrug 250 µm und die Drossellänge 1 mm. Der Verrundungsradius der Einlasskante wurde von 5 µm ausgehend bis 200 µm variiert, wobei der Verrundungsradius der Auslasskante mit 20 µm konstant blieb. Als Randbedingungen wurde ein Geschwindigkeitsprofil einer turbulenten Rohrströmung gewählt, so dass sich eine für alle Simulationen konstante Flussrate von $Q = 8 \text{ ml/s}$ ergab. Als Gegendruck am Modellauslass wurden 0 bar gewählt. Die zu berechnenden Größen waren der resultierende Druckabfall, der dem Druckwert am Modelleinlass entspricht, der Wert des Geschwindigkeitsmaximums und der Betrag des Druckminimums.

8.2 Ergebnisse

Abbildung 8.1 zeigt den resultierenden Druckabfall in Abhängigkeit von der Verrundung der Einlasskante. Der Druckabfall hängt dabei wesentlich vom Verrundungsgrad ab, wenn der Verrundungsradius weniger als 100 µm beträgt. Eine zunehmende Verrundung führt zu einem erheblich niedrigeren Druckabfall. Beträgt der Verrundungsradius mehr

als 100 µm, so zeigt sich kein weiterer Effekt und die Druckdifferenz bleibt bei weiterer Verrundung nahezu konstant. Dies entspricht dem experimentellen Ergebnis und der Einfluss einer Verrundung der Einlasskante wurde nun richtig wiedergegeben.

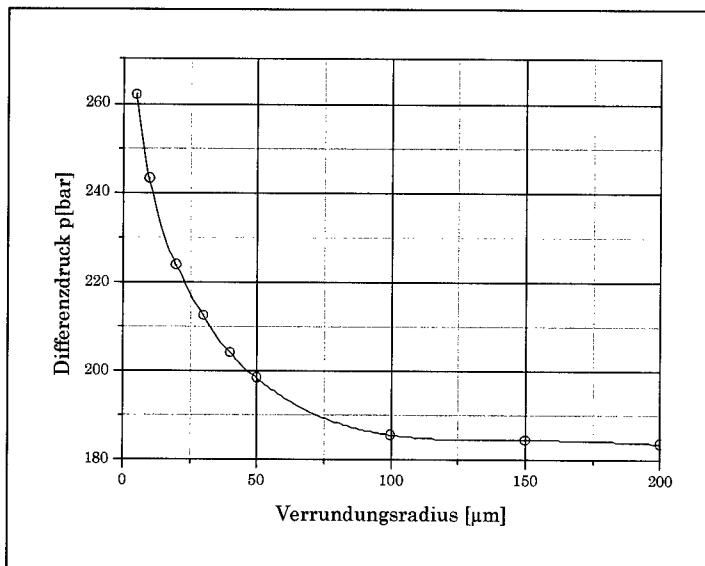


Abbildung 8.1: Mit StarCD berechnete Abhängigkeit des Differenzdrucks von der Verrundung der Einlasskante. Bei den Berechnungen wurde eine Flussrate von $Q = 8 \text{ ml/s}$ fest vorgegeben.

Der in Abbildung 8.2 dargestellte Betrag des Geschwindigkeitsmaximums stellt sehr deutlich den Einfluss einer Verrundung dar. Dieses Maximum befindet sich direkt hinter der Einlasskante. Sein Wert hängt bei sehr kleinen Verrundungsradien entscheidend vom Grad der Verrundung ab. Ab einem Radius von ca. 30 µm aufwärts nimmt dieser Einfluss zunehmend ab. Bei diesem Wert ist in Abbildung 8.2 ein leichter Knick zu erkennen. Die hohen Geschwindigkeitswerte bei einer nur wenig verrundeten Kante sind nur dadurch zu erreichen, dass das Fluid durch lokale Druckgradienten beschleunigt wird. Dieser Druckgradient führt zur Ausbildung eines lokalen Druckminimums. Daher ist der Wert des Druckminimums eng mit dem Wert des Geschwindigkeitsmaximums korreliert. Der in Abbildung 8.3 dargestellte Verlauf weist eine ähnliche Charakteristik auf wie der in Abbildung 8.2. Bei kleinen Verrundungsradien von weniger als 50 µm fällt das Druckminimum stark ab. Diese Eigenschaft ist auch hinsichtlich der Bildung von Kavitation

von Bedeutung. Es ist sehr gut erkennbar, in welchem Maß eine scharfe Kante eine kavitative Strömung begünstigt.

Die Parameterstudie hatte gezeigt, dass mit einem geeigneten Turbulenz-Modell in Verbindung mit einer passenden Vernetzung der physikalisch richtige Trend aufgezeigt werden kann. Es stellt sich allerdings auch die Frage nach dem absoluten Fehler, den man dabei zu berücksichtigen hat. Um dem nachzugehen, wurde eine Drossel modelliert, die genau der Testdrossel bei den Experimenten mit vergrößerten Maßstab entspricht. Als Randbedingungen wurden jetzt statt einem Geschwindigkeitsprofil Druckwerte angenommen, so dass die zu messende Größe die Durchflussrate darstellt. Der Gegendruck wurde dabei wiederum auf 0 bar festgelegt. Der Vordruck betrug 58 mbar, was bei einer Injektordrossel einem Druckabfall von etwa 100 bar entspricht. Der Vergleich zwischen Simulationsergebnissen und den experimentellen Daten ist in Abbildung 8.4 dargestellt. Dabei wird ersichtlich, dass der berechnete Trend sehr gut mit dem Experiment übereinstimmt. Trotzdem beträgt der Fehler zwischen beiden Kurven ca. 10%. Hier liegt die Vermutung nahe, dass die Abweichung beider Kennlinien voneinander in einem systematischen Fehler begründet liegt, der sich lediglich in einem Skalierungsfaktor äußert. In diesem Fall wäre es möglich, durch die entsprechende Korrektur der Simulationsergebnisse präzisere Aussagen zu treffen. Um dieser Möglichkeit nachzugehen, wurden die experimentellen Werte so skaliert, dass nun beide Kennlinien bei einer scharfen Einlasskante eine Flussrate von 8l/min aufweisen. In Abbildung 8.5 ist das Ergebnis der Skalierung zu sehen. Leider konnte auch so keine exakte Überdeckung erzielt werden und es bleibt noch ein Fehler (Abbildung 8.6) von 2,5% der durch die Umskalierung nicht behoben werden konnte.

Somit ist es zwar gelungen, das physikalische Verhalten qualitativ richtig zu beschreiben, für quantitative Aussagen in Zusammenhang mit Strömungsdrosseln für Diesel-Einspritzventile ist die Genauigkeit jedoch nicht ausreichend.

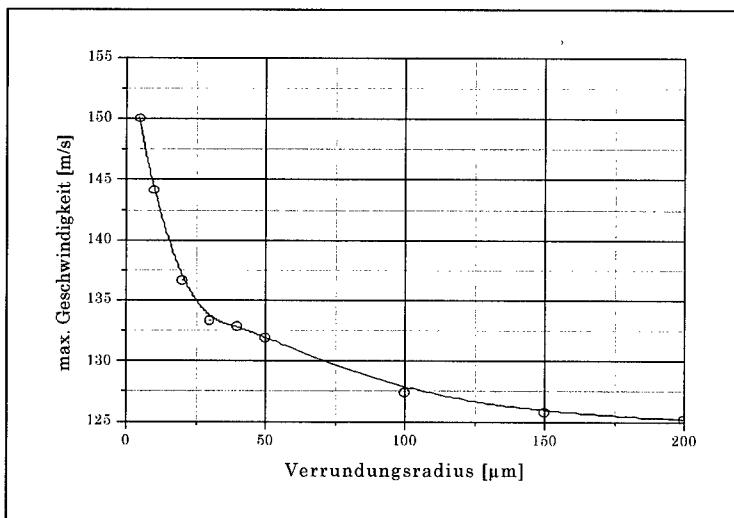


Abbildung 8.2: Mit StarCD berechnete Abhängigkeit des Geschwindigkeitsmaximums von der Verrundung der Einlasskante. Bei den Berechnungen wurde eine Flussrate von $Q = 8 \text{ ml/s}$ fest vorgegeben.

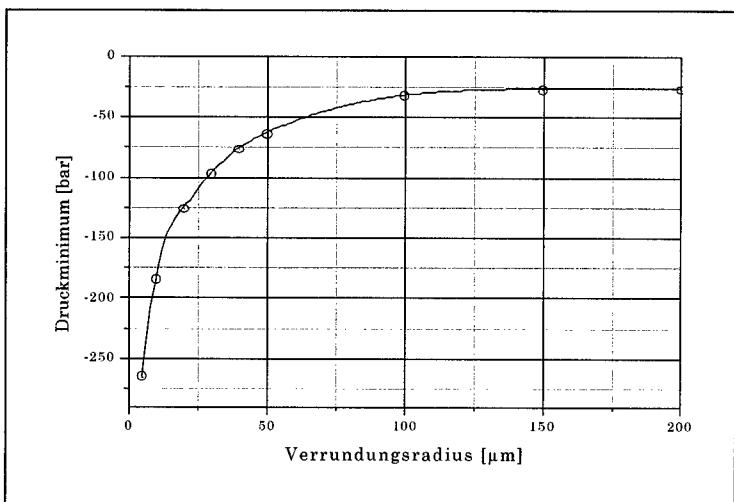


Abbildung 8.3: Mit StarCD berechnete Abhängigkeit des Druckminimums von der Verrundung der Einlasskante. Bei den Berechnungen wurde eine Flussrate von $Q = 8 \text{ ml/s}$ fest vorgegeben.

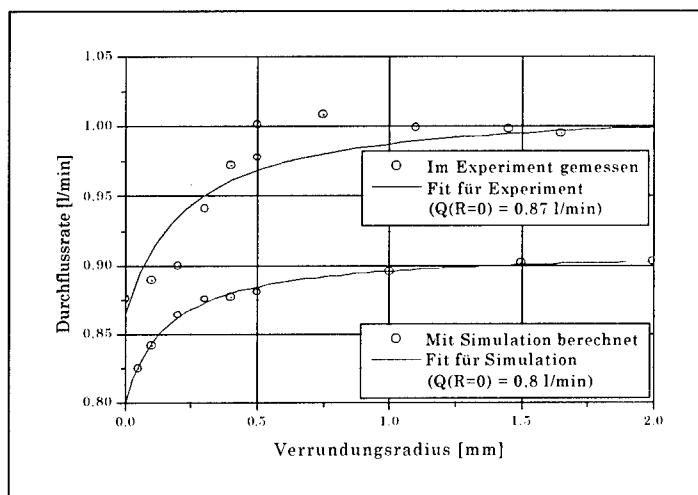


Abbildung 8.4: Vergleich von experimentellen Daten und mit StarCD berechneten Durchflusswerten in Abhängigkeit von einer Verrundung der Einlasskante. Als Druckdifferenz wurden $\Delta p = 58 \text{ mbar}$ vorgegeben.

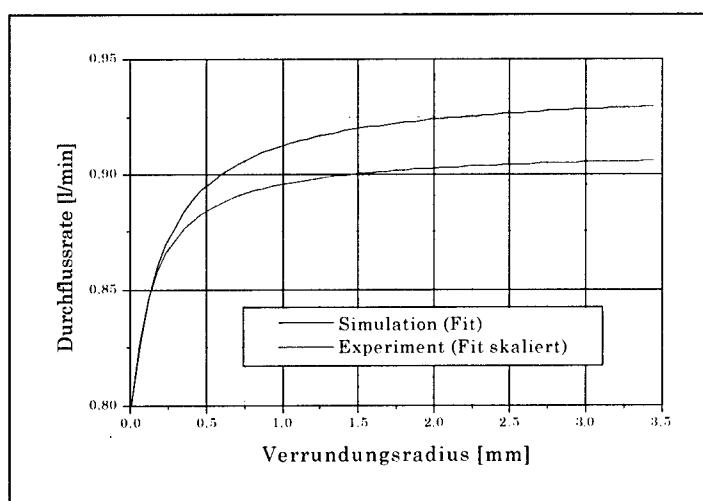


Abbildung 8.5: Vergleich der gefiteten Kennlinien zwischen berechneten und gemessenen Daten, wobei die experimentellen Werte so skaliert wurden dass die Flussraten bei einer scharfen Kante übereinstimmen.

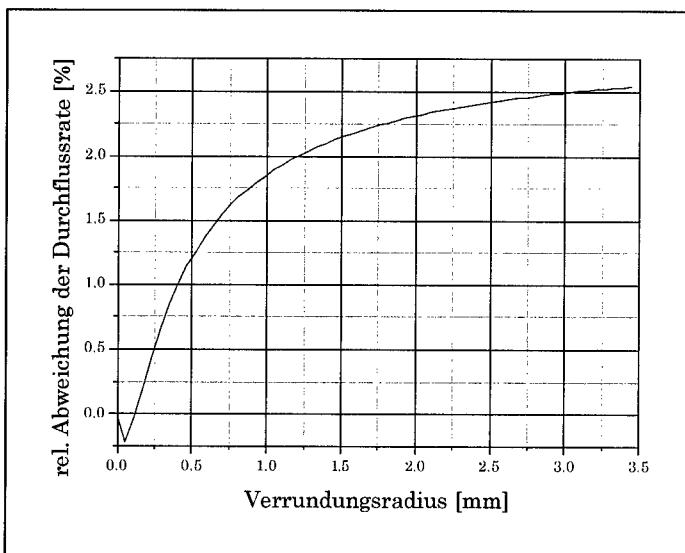


Abbildung 8.6: Relative Abweichung der gefitteten Kennlinien aus Abbildung 8.5. Trotz der Umskalierung lässt sich der Einfluss der Verrundung der Einlasskante nur auf 2,5% genau bestimmen.

Kapitel 9 Diskussion

9.1 Ergebnisse

Ziel dieser Arbeit war es, eine Parameterstudie mittels Simulationsrechnungen durchzuführen, bei der der Einfluss eines Drosselprofils auf die Durchflussrate ermittelt werden sollte. Diese Durchflussrate sollte nicht nur für einen festen Druckwert berechnet werden, sondern für einen Druckbereich, der den gesamten Einsatzbereich der Drosseln im Injektor abdeckt.

Eine erste Parameterstudie mit ANSYS/Flotran lieferte hierzu Ergebnisse, die physikalisch nicht einwandfrei waren. Bei der Berechnung von Durchflussraten von Drosseln, die sich im Verrundungsgrad der Einlasskante unterschieden, stellten sich Resultate ein, die nicht im Experiment bestätigt werden konnten. Dies führte zu der Notwendigkeit, die Genauigkeit der Simulationsberechnung zu verbessern. Bezuglich der Modellerstellung war es geboten, die Netzdichte so zu verteilen, dass zum einen die Netzfeinheit an Orten mit hohen Gradienten der Strömungsgrößen ausreichend ist, um diese im geforderten Maß aufzulösen, zum anderen musste der Übergang von Bereichen mit unterschiedlicher Netzfeinheit möglichst stetig erfolgen. Dabei konnte keine perfekte Vernetzungsstrategie gefunden werden. Es ließen sich jedoch numerisch ungünstige Netzmodelle anhand der physikalisch falschen Durchflusscharakteristiken ausschließen. Für folgende Parameterstudien sollten daher nur Netze gewählt werden, bei denen offenkundig ist, dass sie das tatsächliche Durchflussverhalten wiedergeben können. In diesem Zusammenhang war es notwendig, ein Turbulenzmodell für die Wandschicht zu wählen, das es gestattet, diese durch mehrere Elementreihen aufzulösen. Auch eine erweiterte Version des λ - ϵ -Modells schien unter diesem Aspekt erforderlich.

Da das Ergebnis einer Simulation maßgeblich von der Wahl des Netzes und des Turbulenzmodells abhing, war es zwingend erforderlich, auch begleitende Experimente durchzuführen. Nur so konnte für die Simulation die bestmögliche Vernetzung und das am besten geeignete Turbulenzmodell gefunden und korrekt eingesetzt werden. Somit war es möglich, den Einfluss einer Verrundung der Einlasskante letztendlich auch physikalisch zutreffend zu berechnen.

Trotz rechenintensiver Parameterstudien waren Einflüsse des Drosselprofils unbedingt experimentell zu bestimmen. Weil genaue Bearbeitungen der für den Injektor geeigneten

Drosseln nur bedingt möglich waren, wurde die Möglichkeit einer dem Äquivalenzprinzip entsprechenden Maßstabsvergrößerung genutzt, die es erlaubte, eine Bearbeitung der Drossel mit höherer Exaktheit durchzuführen.

Welche Drosselform als die günstigste anzusehen ist, hängt von verschiedenen Aspekten ab. Es musste eine Form gefunden werden, die nicht nur die Anforderungen für das gewünschte Schaltverhalten des Injektors erfüllt, sondern auch in der verlangten Präzision kostengünstig gefertigt werden kann.

Dabei unterscheiden sich die Auslegungen von Zulauf- und die Auslassdrossel wesentlich. Beim Öffnen des Servoventils soll ein möglichst schnelles Entleeren der Arbeitskammer gewährleistet sein. Das erfordert einen großen Drosselquerschnitt, zudem soll der Einsatzpunkt der Kavitationsbildung verzögert werden. Da es nach dem Öffnen des Ventils zu einem erheblichen Druckabfall in der Ventilkammer kommt, wird die Strömung durch die Auslassdrossel vorwiegend kaviterend sein.

Durch einen Druckabfall in der Arbeitskammer wird diese durch den Druck in der „Common Rail“-Leitung über die Zulaufdrossel wieder befüllt. Letztendlich wird sich in der Arbeitskammer während der Haltephase ein Gleichgewichtsdruck einstellen, dessen Wert von den in Reihe geschalteten Strömungswiderständen Einlaufdrossel, Auslassdrossel und Servoventil abhängt. Dieser Druck sollte möglichst niedrig sein. Das impliziert einen großen Drosselwiderstand für den Einlass und niedrige Beiwerte für das Ventil und die Auslassdrossel.

Beim Schließvorgang muss der vollständige "Common Rail"-Druck sowohl in der Ventilkammer als auch in der Arbeitskammer aufgebaut werden. Um diese Schließzeit zu minimieren, sollte nun günstiger Weise für beide Drosseln eine hohe Durchflussrate realisiert sein.

Es lässt sich also zusammenfassen, dass für ein schnelles Ansteuern des Injektors beide Drosseln einen hohen Volumenfluss besitzen müssen. Im Fall einer Haltephase soll jedoch der Widerstand der Zulaufdrossel den der Auslassdrossel deutlich übertreffen.

Als sehr nachteiliger Nebeneffekt tritt das Verlustvolumen in Erscheinung, das während des Ansteuerns des Injektors durch diesen hindurch tritt. Besonders während der Haltephase fließt ein beträchtliches Volumen durch das Servoventil ab. Dabei wird die gesamte Energie, die für dieses Volumen aufgebracht wurde, um den "Common Rail"-Druck aufzubauen, in Wärme umgewandelt und tritt daher bei der Energiebilanz des gesamten Motors als Verlust auf. Die Verlustleistung der Leckage berechnet sich mit $P_{\text{Verlust}} = p_{\text{CR}} \cdot Q$. Die dabei auftretende Wärmeentwicklung ist dabei so erheblich, dass sie auch bei der Temperaturkompensation des Injektors berücksichtigt werden muss. Daher muss dieser Leckagestrom stark dezimiert werden und es ist erforderlich, einen geeig-

neten Kompromiss zu finden, der eine ausreichend kurze Schaltzeit des Injektors ermöglicht und trotzdem hydraulische Verluste auf ein tolerierbares Maß einschränkt.

Für die Drosselform bedeutet das in erster Linie, dass die Durchflussraten bei der Haltephase des Injektors so abgestimmt werden müssen, dass sich der gewünschte Druck in der Arbeitskammer einstellt und die erforderlichen Schaltzeiten realisiert sind. Für eine optimale Durchflusskennlinie der beiden Drosseln gilt, dass die Zulaufdrossel bei kleinen Druckunterschieden einen hohen Durchsatz erlaubt und diesen bei großem anliegenden Druckunterschied begrenzt. Dies lässt sich natürlich nicht optimal einrichten, trotzdem erreicht man dies bei den Möglichkeiten, die sich bei einer Drosselprofilierung bieten, dadurch, dass der Kavitationsumschlagpunkt sehr früh, also bei kleinen Druckunterschieden, bzw. bei noch hohem Gegendruck auftritt. Eine optimale Profilierung dieser Drossel wäre eine Diffusorform mit sehr scharf ausgebildeten Kanten am Einlass. Durch die ungünstige Umströmung der Kanten wird eine Kavitationsbildung sehr früh induziert und der Durchfluss kann bei konstantem Vordruck nicht weiter erhöht werden.

Die Profilierung der Ablaufdrossel sollte im Gegensatz zur Zulaufdrossel so gestaltet sein, dass eine Kavitationsbildung auf maximale Weise unterdrückt wird. Das verlangt sehr großzügig verrundete Kanten am Drosseleinlass. Außerdem erscheint dabei eine leichte Düsenform als vorteilhaft. Trotzdem ist die Formgebung der Ablaufdrossel weniger von Bedeutung, da der Kavitationsumschlagpunkt sehr früh erreicht wird und diese Drossel vorwiegend kavativ durchströmt wird.

Bei der Auswahl einer geeigneten Drosselform ist neben einer optimalen Durchflusscharakteristik auch die Notwendigkeit einer einfachen und kostengünstigen Fertigungsmethode einzubeziehen. Die Fragestellung nach einer für das Schaltverhalten optimalen Drosselform wird hinfällig, wenn dieses Profil nicht fertigbar ist. Dabei sind in der Bearbeitung enge Grenzen gesetzt, da durch Erodieren keine Verrundungen oder genau definierte Konizitäten aufgeprägt werden können. Das Feinabstimmen der Durchflussrate geschieht zudem durch ein hydroerosives Verrunden, das aufgrund der Verfahrensweise keine präzise Formgebung zulässt. Als sinnvolles Vorgehen erscheint in dieser Hinsicht eine Anfasung bei Einlasskante. Dadurch lässt sich ähnlich wie bei einer Verrundung eine Kavitation unterdrücken. Durch weiteres hydroerosives Verrunden kann der Drosselbeiwert präziser abgestimmt werden als bei einer ursprünglich scharfen Kante.

Bei der Zulaufdrossel kann eine Anfasung für eine genauere Durchflussabstimmung nicht verwendet werden, da eine Abrundung der Einlasskante hier den nicht erwünschten Effekt zeigt, dass eine Bildung von Kavitation unterdrückt wird. Geeigneter wäre es hier, die Auslasskante mittels einem hydroerosiven Verfahrens zu verrunden. Dabei tritt bei der Herstellung allerdings der entscheidende Nachteil auf, dass der Durchfluss nicht simultan beim Verrundungsprozess gemessen werden kann. Um die Auslasskante zu

verrunden, müsste die Durchströmung in entgegengesetzter Richtung erfolgen. Die Durchflussrate muss jedoch in normaler Richtung bestimmt werden. Ein zeitaufwendiges Wechseln der Strömungsrichtung wäre somit die Folge.

Die Einhaltung der vorgegebenen Maße bei der Fertigung ist teilweise als sehr kritisch anzusehen. Die Toleranzen für die Geometriefaktoren wie Drosseldurchmesser sowie Verrundung der Ein- und Auslasskante sind dabei sehr klein. Weniger Einfluss auf die Durchflusscharakteristik haben die Drossellänge oder konische Drosselprofile.

9.2 Ausblicke

Die letzten Simulationen mit StarCD beschränkten sich auf die Berechnung des Einflusses der Verrundung der Einlasskante. Diese Simulationen waren vornehmlich durchgeführt worden, um die experimentellen Ergebnisse nachzubilden. Die Parameterstudie wurde nicht im vollen Umfang ausgeführt, um alle hier interessierenden Geometrieeinflüsse zu berechnen. Vor allem Variationen des Auslassbereiches wie eine konische Drosselform, eine Fase oder eine Verrundung der Auslasskante müssen noch im größerem Ausmaß untersucht werden.

Zur vollständigen Beschreibung der Durchflusscharakteristik einer Drossel ist es ebenfalls notwendig, den gesamten Druckbereich zu berechnen. Berechnungen mit ANSYS/Flotran haben gezeigt, dass die Durchflusskurvenlinie nicht als Wurzelfunktion angenähert werden kann. Besonders im oberen Differenzdruckbereich von 1000 bar zeigte sich diese Annahme als nicht haltbar. Es ist fraglich, ob diese Divergenz von einer Wurzelfunktion in dem Programmcode von ANSYS/Flotran begründet liegt und ob sich dieses Ergebnis auch zeigt, wenn mit einem anderen Turbulenz-Modell als mit dem Standard- k - ϵ -Modell gerechnet wird.

Dabei wurde auch noch nicht berücksichtigt, dass vor allem bei einem höheren Differenzdruck Kavitation auftritt. In diesem Fall versagen beide Programme, da bisher keine Kavitationsbildung und ein Austausch zwischen flüssiger und gasförmiger Phase in den Differentialgleichungen implementiert ist. Die Beschreibung von Kavitation in der technischen Flüssigkeitsdynamik ist ein sehr häufiges Problem und daher besteht seitens der Industrie eine große Nachfrage nach Kavitationsmodellen in kommerzieller Software für Flüssigkeitsdynamik. Auf diesen Bedarf wird von den Herstellern zunehmend eingegangen und es gibt seit kurzer Zeit von den meisten Herstellern ein entsprechendes Modul. Allerdings wurden mit diesen Kavitationsmodellen bisher nur wenige Erfahrungen gesammelt. Bei der Ausbildung von Kavitation spielt die Fluideigenschaft eine sehr große Rolle, die mit mehreren Modellparametern genau angepasst werden muss. Diese Parameter können bei den einzelnen Fluiden sehr unterschiedlich ausfallen und bei einem nicht eindeutigen

Fluidgemisch, wie Diesel es darstellt, sind diese Parameter nur mit großem Aufwand bestimmbar. Trotzdem erscheint es aussichtsreich, auch eine kavitative Strömung zu simulieren. Ein wichtiges Kriterium zur Beurteilung eines Kavitationsmodells ist im Fall einer Drosselströmung, dass die Durchflussbegrenzung bei konstantem Vordruck wie im Experiment beobachtbar ist. Kann die Simulation dieses Verhalten reproduzieren, dann besteht auch eine Aussicht, das Auftreten von Kavitation am Kavitationsumschlagpunkt zu erfassen. Dabei wäre es von großem Interesse, diesen sehr wichtigen Effekt zu visualisieren. Bei kavitativer Strömung können die Kavitäten von der Strömung mitgerissen werden und nach einer gewissen Wegstrecke kollabieren. Da sich dieser Bereich bis in die Arbeitskammer hinein erstrecken kann, ist eine mögliche Materialabnutzung nicht auszuschließen.

Neuere Versionen von CFD-Programmen besitzen auch eine größere Auswahlmöglichkeit für das anzuwendende Turbulenz-Modell. Ein Ende einer Verbesserung dieser Modelle ist derzeit nicht in Sicht. Durch die rasant ansteigende Rechnerleistung ist es in vielen Fällen erfolgversprechender, auf Modelle zurückzugreifen, die sich mehr an der Physik der turbulenten Strömung orientieren und in denen weniger vereinfachende Annahmen getroffen werden. Ein wichtiger Aspekt ist hier die richtige Beschreibung der Wandschicht, die auch mit dem erweiterten „Multilayer“-Modell von StarCD noch nicht in ausreichender Weise dargestellt wird. Nur durch Turbulenz-Modelle, die eine numerisch stabile Vernetzung gestatten, ist eine sichere Aussage durch Simulationen möglich. Die hier erreichten Abweichungen von ca. 15% sind in vieler Hinsicht ausreichend, um Trends bei einer Geometrieänderung aufzuzeigen. Wenn jedoch eine exakte Berechnung des Strömungsprofils notwendig ist, kann ein Fehler von 15% nicht immer akzeptiert werden.

Bei allen Berechnungen und Experimenten wurde mit einer sehr vereinfachten Drosselgeometrie gearbeitet, die mit der Drossel im Injektor nicht ohne weiteres verglichen werden kann. Dies war nötig, um die Vorgänge in einer Drossel besser verständlich zu beschreiben. Auch zur Verbesserung der Konvergenzeigenschaften war es vorteilhaft, von idealisierten Verhältnissen auszugehen. Die Frage, die sich dabei stellt ist, ob bei Wegfall des langen Vor- und Nachlaufs andere Durchflusscharakteristiken auftreten. Weder bei der Zu- noch bei der Ablaufdrossel herrscht bei der Anströmung eine ausgebildete Rohrströmung. Um zu sehen, wie diese Drosseln tatsächlich angeströmt werden, und ob dieses Geschwindigkeitsprofil die Flussrate beeinflusst, bedarf es einer Simulation, die den gesamten Bereich von der „Common Rail“-Leitung, den beiden Drosseln, über die Arbeitskammer bis zur Servoventilkammer einschließt. Dabei kann keine Rotationssymmetrie ausgenutzt werden und ein komplettes 3d-Modell muss vernetzt werden. Dadurch erhöht sich auch die Zellenzahl auf ein Vielfaches und es kann nicht mit der notwendigen Auflösung gerechnet werden. Trotzdem sind diese Simulationen

sehr wichtig und nur so lässt sich der wichtigste Aspekt bei der Simulation untersuchen. Entscheidend ist die Berechnung des zeitlichen Verlaufs des Drucks in der Arbeitskammer, da dieser die Dynamik der Düsenneedle bestimmt. Bei der derzeitigen Ausführung der Drosselplatte können die drei Komponenten Zulaufdrossel, Arbeitskammer und Auslassdrossel nicht als gesondert betrachtet werden. Sie bilden vielmehr ein vollständiges System, das auch als solches berechnet werden muss. In dieser Hinsicht versprechen Ergebnisse aus Simulationen einen größeren Erfolg als Experimente, da eine Parameterstudie bei einer kompletten Drosselplatte sehr aufwendig ist. Um die Kavitationseffekte richtig zu erfassen, kann auch kein vergrößertes Modell verwendet werden, da die Entstehung von Kavitation und die nicht konstanten Fluideigenschaften ihre Gültigkeit beim Ähnlichkeitsgesetz verlieren. Damit entzieht sich beim Experiment die genaue Erfassung der Strömungsgrößen der Beobachtung.

Bei dieser Arbeit wurde deutlich, dass die Kombination von experimentellen Untersuchungen mit Berechnungen durch Simulationsprogramme zu einem besseren Verständnis der hydrodynamischen Vorgänge in einem Injektor führen. Dabei darf man Experimente und Simulationen nicht als unabhängig voneinander betrachten. Es bestehen auf beiden Seiten Unsicherheiten, die mögliche falsche Interpretationen zulassen. Nur die gegenseitige Überprüfung stellt sicher, dass unphysikalische Ergebnisse früh erkannt werden und eine erfolgreiche Einsicht in die Vorgänge an der Arbeitskammer vermittelt wird. Auch weitere Simulationen werden zu einem tieferen Verständnis beitragen, wenn man die Möglichkeiten, die eine Simulation bieten kann, kennt und gewinnbringend einsetzt.

Literaturverzeichnis

- [Aga] Agarwal, N.K.: *Mean Separation and Reattachment in Turbulent Pipe Flow Due to an Orifice Plate*, Journal of Fluids Engineering, Vol. 116/373-375, June 1994
- [Bad] D. Badekas, and D. Knight: 1992, *Eddy Correlations for Laminar Axisymmetric Sudden Expansion Flows*, Journal of Fluids Engineering, March 1992, Vol. 114/119-121
- [Ben] R.P. Benedict, NA. Carlucci, s.D. Swetz: *Flow losses in abrupt enlargements and contractions*, ASME A.J. Eng. Pow. 88 (1966) 73-81
- [Bau] G. Bauer: *Ölhydraulik*, G. Teubner Stuttgart 1988
- [Cas] Castro, I.C.: *Numerical difficulties in the Calculation of Complex Turbulent flows*, Turbulent Shear Flows. I, Berlin, West Germany: Springer-Verlag, 1979. p.220-36 of viii+415 pp. 30,refs.,Conference: University Park, PA, USA, 18-20 April 1977, ISBN: 3-540-09041-X
- [Cur] R.M. Curr, D. Sharma, D.G. Tatchell: *Numerical Predictions of Some Three-Dimensional Boundary Layers in Ducts*, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, **1** (1972) 143-158
- [Che] Chen, Y.S., and Kim, S.W.: *Computation of turbulent flows using an extended k- ϵ turbulence closure model*, NASA CR-179204, 1987
- [Dac] Dachs Alois: *Beitrag zur Simulation und Messung der Dynamik von Tassenstößelventiltrieben mit hydraulischem Ventilspielausgleich*, Institut für Verbrennungskraftmaschinen und Kraftfahrzeugsbau der Technischen Universität Wien 1993
- [Dur1] Durst, F.,M. Wang, A.B.: *Experimantal investigation of the flow through an axisymmetric constriction*, Turbulent Shear Flows 6, Eds. Durst, F. et al, Springer Verlag Berlin 338, 1988
- [Dur2] Durst, F.,M. Wang, A.B.: *Similarity phenomena and computations of the flow through an axissymmetric ring-type obstacle attachet to a pipe wall*, Hydrocomp 89, Dubrovnik, 1989

[Dur3] Durst, F., M. Wang, A.B.: *Experimental and numerical investigation of the axisymmetric turbulent pipe flow over a wall-mounted thin obstacle*, TSF 7, Stanford Univ., Paper 10-4, 1989

[Dur4] Durst, F., and Rastogi, A.K.: Theoretical and Experimental Investigation of Turbulent Flows with Separation, Turbulent Shear Flows. I, Berlin, West Germany: Springer-Verlag, 1979. p.208-219 of viii+415 pp. 30, refs., Conference: University Park, PA, USA, 18-20 April 1977, ISBN: 3-540-09041-X

[Eck] Eck, Bruno: *Technische Strömungslehre*, Band 2: Anwendungen, Springer Verlag, 1991

[Egg] Egger, K., Schöppé, D.: Diesel Common Rail II – Einspritztechnologie für die Herausforderung der Zukunft, 19. Internationales Wiener Motorensymposium 7. – 8. Mai 1998, VDI Verlag, Fortschrittberichte, Reihe 12: Verkehrstechnik/ Fahrzeugtechnik, Nr. 348, Band 2, p. 290 - 307

[Gos] Gosman, A. D., Khalil , E. E., and Whitelaw, J. H.: *The calculation of two dimensional turbulent recirculation flows*, Turbulent Shear Flows. I, Berlin, West Germany: Springer-Verlag, 1979. p.237-55 of viii+415 pp. 30, refs., Conference: University Park, PA, USA, 18-20 April 1977, ISBN: 3-540-09041-X

[Gro] Grotjans, Holger, Menter, Florian: *Wall functions for General Application CFD Codes*, Eccomas 1998

[Hin] J.O. Hinze: *Turbulence*, McGraw-Hill, 1975

[Kap] Kappel, A.: *Technisch-physikalische Grundlagen piezohydraulischer Ventilantriebe*, Dissertation, Technische Universität Budapest, 1995

[Lan] L.D. Landau E.M. Lifschitz: *Lehrbuch der Theoretischen Physik Band VI Hydrodynamik*, Akademie Verlag Dresden

[Lau] Launder, B. E.: Spalding, D. B., *The Numerical Computation of Turbulent Flows*, Comp. Meth. Appl. Mech. Eng., Vol. 3pp 269 – 289, 1974

[Moc] Mock, R., Eccardt, P.C., Gottlieb, B., Kappel, A., Niederer, K.: *Modellierung der dynamischen und akustischen Eigenschaften eines piezoelektrischen "Common Rail"-Diesel-Hochdruckinjektors mit ANSYS/Flotran*, XXVI. FEM-Kongress in Baden-Baden, 15./16. Nov 1999

[Mos] Moss, W.D., Baker, S., and Bradbury, L.J.S.: *Measurements of Mean Velocity and Reynolds Stresses in Some Regions of Recirculating Flow*, Berlin, West Germany: Springer-Verlag, 1979. p.198-207 of viii+415 pp. 9

[Nol] Noll, B.: *Numerische Strömungsmechanik*, Springer Verlag, 1993

[Nor] Norris, L.H., and Reynolds, *Turbulent channel flow with a moving boundary*, Report No. FM-10, Department of Mechanical Engineering, Stanford University, W.C. 1975

[Oer] Oertel, Herbert: *Numerische Strömungsmechanik*, Herbert Oertel Jr. - Berlin; Springer, 1995

[Pra1] Prandtl, L: *Über die ausgebildete Turbulenz*, ZAMM, 5, S. 136, 1925

[Pra2] Prandtl, L: *Bemerkungen zur Theorie der freien Turbulenz*, ZAMM, 22, S. 241-43, 1942

[Pra3] Prandtl, L: *Über Flüssigkeitsbewegung bei sehr kleiner Reibung*, Verhandl.g III Intern. Math. Kongr., Heidelberg 1904, 484-491

[Poh] W. Pohl: Kap 4.5.7.3 c,Bild 4.74

[Rey] Reynolds, O.: *On the dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination of criterion*. Phil. Trans. Roy. Soc A 186 (1895) 123-164

[Rie] Riesenbeck, K.-O., Faupel, W.: *Dieselmotormanagement*, Herausgeber Robert Bosch GmbH, Vieweg, 1998

[Rod1] W. Rodi: *Numerische Berechnungen turbulenter Strömungen in Forschung und Praxis*, Institut für Hydrodynamik, Universität Karlsruhe, Hochschulkurs 1998

[Rod2] W. Rodi: *Turbulence Models and their Application in Hydraulics*, 3rd ed., IAHR monograph, A.A. Balkema Publishers, Rotterdam, 1993

[Rod3] W. Rodi: *Influence of buoyancy and rotation on equations for turbulent length scale*, Proc. 2nd Symp on Turbulent Shear flows, 1979

[Rod4] W. Rodi: *Experience with two-layer models combining the k-ε-model with a one equation model near the wall*, AIAA 91-0216.

[Sch1] H. Schlichting: *Boundary layer thoery*, New York: McGraw-Hill (1955)

[Sch2] B. Schönung: *Numerische Strömungsmechanik – Inkompressible Strömungen mit komplexen Berandungen*, Springer Verlag (1990)

[Som] Arnold Sommerfeld: *Mechanik der deformierbaren Medien*, Verlag Harri Deutsch, Thun, Frankfurt/M, 1992,

[Tay] G.I. Taylor; *The spectrum of turbulence*, Proc. Roy. Soc. London, A 164, pp 467-468, 1938

[Tra] S.F. Trautweiler: *Silicon Hot film Flow Sensors*, Ph. D. Thesis, ETH Zürich No 12185, Switzerland (1997)

[Tru1] E. Truckenbrodt: *Fluidmechanik, Band 1, Grundlagen und elementare Strömungsvorgänge dichtebeständiger Fluide*, Springer Verlag Berlin Heidelberg New York 1996

[Tru2] E. Truckenbrodt: *Fluidmechanik, Band 2, Elementare Strömungsvorgänge dichteänderlicher Fluide sowie Potential- und Grenzschichtströmungen*, Springer Verlag Berlin Heidelberg New York 1996

[Wag1] C. Wagner: *Direkte numerische Simulation turbulenter Strömungen in einer Rohrweiterung*, Dissertation, Lehrstuhl für Fluidmechanik, TU München, 1995

[Wag2] Wagner: W.: *Strömungsmechanik und Druckverlustberechnung*, Vogel Buchwalsverlag, 1990

[Whi] White, F.M.: *Viscous Fluid Flow*, 2nd ed., McGraw-Hill, New York 1991

[Wil] Wilcox, F.M.: *Turbulence Modeling for CFD*, DCW Industries, Inc., La Canada, CA, 1993

[Yak1] Yakhot, V. Orszag S.A.: *Renormalization group analysis of turbulence-I: Basic Theory*, J. Scientific Computing, 1, pp 1-51, 1986

[Yak2] Yakhot V. Orszag S.A., Thangam S., Gatski, T.B., and Speziale, C.G.: *Development of turbulent models for shear flows by a double expansion technique*, Phys. Fluids, A4, No. 7, pp. 1510-1520, 1992

[You] Young, F.R.: *Cavitation*, McGraw-Hill Book Company, 1998

Danksagung

An dieser Stelle ist es mir eine besondere Freude, all denen meinen Dank auszusprechen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Insbesondere danke ich Herrn Prof. Dr. Ignaz Eisele, Universität der Bundeswehr München, für seine bereitwillige Betreuung und sein Interesse für mein Projekt. Seine wissenschaftlichen Hinweise waren bei der Anfertigung meiner Arbeit von großem Nutzen.

Ganz besonders bin ich Herrn Prof. Dr. Hans Meixner, Siemens AG, zum Dank verpflichtet, da er durch die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe mir meine Promotion erst ermöglichte und mich stets in jeder Hinsicht unterstützte. Seine richtungsweisenden Fragestellungen halfen mir immer wieder, meinem Ziel näher zu kommen.

Meinen beiden Betreuern Herrn Dr. Randolph Mock und Herrn Dr. Andreas Kappel gilt mein besonderer Dank für ihr Engagement und ihre kollegiale Aufnahme in ihr Team. Sie waren jederzeit bereit, auf meine Fragen einzugehen und ihr Wissen und ihre berufliche Erfahrungen an mich weiterzugeben. Herr Dr. Mock und Herr Dr. Kappel haben durch ihre persönliche Integrität in großem Maße dazu beigetragen, dass meine eigenen Erwartungen diese Arbeit in jeder Beziehung erfüllt wurden.

Dr. Bernhard Gottlieb war mir nicht nur bei theoretischen Problemlösungen ein geduldiger Ansprechpartner und ein guter Ratgeber und ich spreche ihm dafür meinen großen Dank aus.

Bei Herrn Nader Fateh und Herrn Ralph Hartman, Computational Dynamics, möchte ich mich für ihren immerwährenden Support und für ihre großzügige Bereitstellung ihres CFD-Codes recht herzlich bedanken.

Herrn Harry Huber danke ich für seine zuverlässige und gründliche Durchführung der mechanischen Fertigung sowie der Bereitstellung von Arbeitsmaterial und Bearbeitungsmaschinen.

Das nette Arbeitsklima und das aufgeschlossene Umfeld in der Abteilung ZT MS2 machten die Anfertigung dieser Arbeit zu einem besonderen Vergnügen. Ich danke allen meinen Kollegen, die mir ihre Zeit und ihr Interesse widmeten und viele konstruktive Beiträge zu dieser Arbeit lieferten.

Zuletzt möchte ich meinen Dank an meine Eltern richten, die mich während meiner gesamten Studienzeit und während meiner Promotion nach besten Kräften unterstützten. Auch die vielen fachlichen Ratschläge waren für mich von großem Wert.